

# 地 震

## 第 2 輯

## 第 9 卷 第 3 號

昭和 32 年

### 論 說

地球中間層の物性 其ノ二 dunite 型中間層について .....	西 武 照 雄..125
地球中間層の物性 其ノ三 結晶の多形転移及び放射能について....	西 武 照 雄..134
地磁気のダイナモ理論に関する一計算 .....	竹 内 均・加藤昭七郎..140
1709 (康熙 48) 年寧夏省中衛県大地震 .....	慶 松 光 雄..151
弾性地盤上に建つ建築物の振動 .....	佐 藤 泰 夫・山 口 林 造..156
顕著地震の発震機構に関する一考察 .....	神 村 三 郎..174
地 震 時 報 .....	182
総 会 記 事 .....	183
学 会 記 事 .....	184

地 震 学 会



地震学会々則

- 附 則

- 委員 (1956 年 3 月選出)

東京都文京区 東京大学内 地震学会

# 地球中間層の物性

## 其ノ二 dunite 型中間層について

京都大学理学部地球物理学教室 西 武 照 雄

(昭和 31 年 7 月 25 日受理)

### On Some Properties of the Earth's Mantle Part 2 On Dunite Mantle

Teruo NISHITAKE

Geophysical Institute, Faculty of Science, Kyoto University.

(Received July, 25, 1956)

Pressure coefficient of bulk modulus of rocks was estimated from data of high pressure experiments. These values for both granite and dunite are estimated to be nearly equal to 7 and 4 respectively. These obtained from high pressure experiments of dunite are well in accord with those deduced from seismic observations.

#### § 1. 序 論

地球中間層が dunite で出来ているという考えは, Adams<sup>(1)</sup> によつて提案され, Jeffreys<sup>(2)</sup> Bullen<sup>(3)</sup>, Ramsey<sup>(4)</sup> 等は. この考に従っているようである.

Dunite の弾性は, Adams<sup>(1)</sup> Birch<sup>(5)</sup>, Bridgman<sup>(6)</sup> 等に依つて調べられ, 大体, 縦波速度は, 8 km/sec., 横波速度は, 4.5 km/sec. 程度である. 従つて, 地震波速度の観測によつて, 得られた上部中間層の弾性波速度と極めて良い一致をしている.

又, dunite は olivine を主成分としているから, 結晶の晶出順序, 比重, 及び結晶格子の単純性等から考えても, 花崗岩, 玄武岩等より深部に存在して, 中間層を形成しているという考は, 妥当と考えられる. ただ, dunite が, 地下 30 乃至 50 km 程度の浅い所からすでに存在しているという考えには, 反対する思想がないわけではないけれども, dunite が始る深さを, 或程度変化して考えて, dunite が, 中間層の全体を占めるといつて差支えないと思われていた.

所が, Jeffreys<sup>(7)</sup> は, 1952 年に, 中間層の地震波速度をしらべて, 中間層上部の地震波速度の増加割合は, 岩石の高压における弾性係数の増加工合と, 著しく異なることを指摘した. 即ち, 中間層上部, 深さ 30 km. 圧力 10000 bars 附近では,

$$dk/dp \approx 4 \sim 6$$

(1)



であるが、一方、dunite の高圧下に於ける、Adams<sup>(8)</sup> の実験によれば、2000~12000 bars までの平均において、

$$dk/dp \approx 20^* \quad (2)$$

である。但し、 $k$  及び  $p$  は、それぞれ、体積弾性率及び圧力を表わす。即ち、dunite は、中間層上部の縦波横波速度を説明し得るが、その圧力による変化割合は、観測と一致しないことを示したわけである。

Jeffreys は、この説明として、次の3つの可能性を挙げている。

- i) 弾性係数の圧力による増加率は、圧力が増加すると急激に減少する。
- ii) 温度の影響が、高温領域で急激に増す。
- iii) 弾性波速度のおそい物質が、下部にゆく程、増加する。

以上3つの提案の中、i) 及び ii) は、中間層と岩石実験値との比較に於て、岩石実験値を中間層程度の圧力、温度にまで、外推する方法の問題点をのべ、iii) は、dunite 型中間層が、隕石の鉱物組成とは、著しく異つている点で、地球化学的には確固とした根拠のないものであるが、これを地震波観測の資料から、化学的にも中間層が、隕石と一致出来る可能性の一端を提案したものと解釈出来る。

この論文に於ては、これ等の点について、調べてみる。

岩石の弾性については、種々の研究がなされている。殊に Adams 及びその共同研究者<sup>(8)</sup>、Zisman<sup>(9)</sup>、Ide<sup>(10)</sup>、Birch とその共同研究者<sup>(11)</sup>、Bridgman<sup>(12)</sup> 及び Hughes<sup>(13)(14)</sup> 等の研究がよく知られている。

彼等は、岩石の弾性が圧力と共に急激に増し、約 2000 bar 以上では、その増加率はかなり

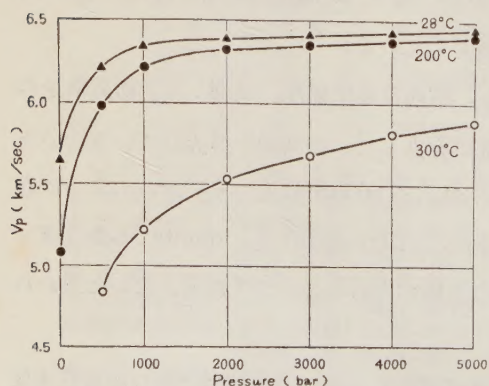


Fig. 1a. Dilatational wave velocity of granite, at high pressure and temperature. After D. S. Hughes and J. H. Cross<sup>(14)</sup>.

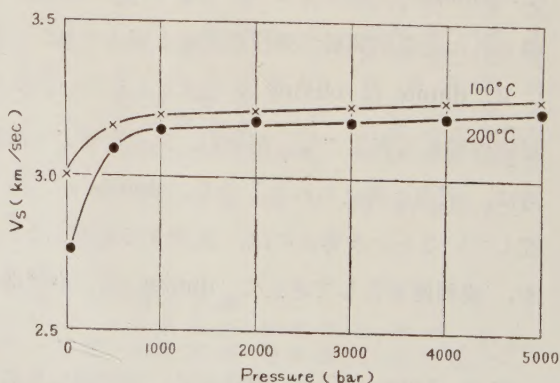


Fig. 1b. Rotational wave velocity of granite, at high temperature and pressure. After D. S. Hughes and J. H. Cross<sup>(14)</sup>.

\* この値は Adams の実際の測定値から計算したものである。

小さく一定値を保つようになるが、2000 bars 以下ではしばしば履歴を伴うことが認められている。Zisman は岩石弾性の方向性、圧力による履歴及び振動数による影響をしらべて、花崗岩では、縦波速度は振動数に關係すると述べている。

Ide は、温度による縦波速度の変化をしらべて、著しい履歴を指摘している。

Hughes は最近、超音波による岩石弾性を、圧力 5000 bars、温度 300°C までにわたって測定した。この実験を Fig Ia. Ib, IIa, IIb にかかげる。

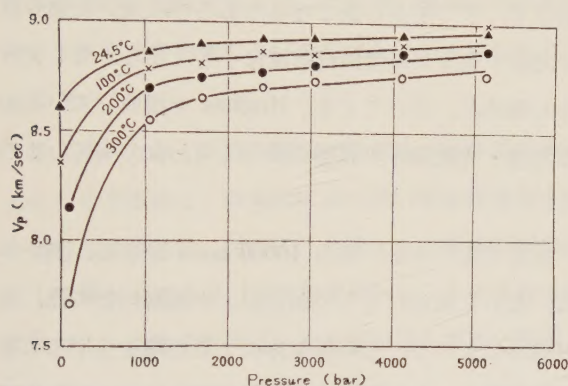


Fig. IIa. Dilatational wave velocity of dunite at high pressure and temperature. After D.S. Hughes and H. J. Cross<sup>(14)</sup>

彼によれば、測定した弾性波速度は、圧力の下で明らかに 2 つの部分より成っていて、その一つは低圧に於ける部分で、ここでは、弾性波速度は、圧力と共に急激に増加し、第 2 の部分、即ち 2000 bars 以上でゆるやかに直線的に変化する。

低圧の急激な弾性の増加は、空隙の圧縮、減少に伴うものであり、高圧の部分は、可逆的歪によると解釈している。又振動数による弾性の影響は小さいと報じている。

かように、岩石弾性は非常に複雑であるので、観測された地震波速度と岩石測定値とを安易に比較することは危険である。

従つて吾々は、測定された実験値が、如何なる物理的条件に影響をうけているか、これ等の影響程度を知つて後に地球内部の状態との比較の議論をすすめねばならないと思われる。

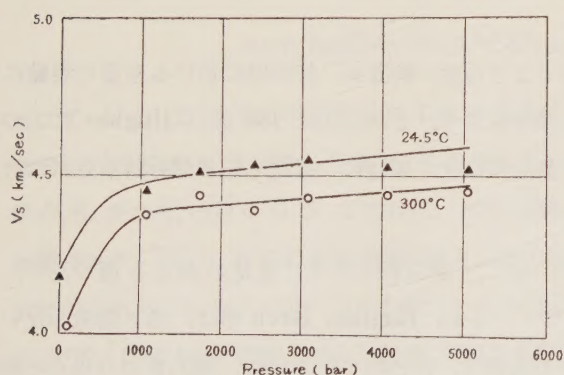


Fig. IIb. Rotational wave velocity of dunite at high pressure and temperature. After D. S. Hughes and H. J. Cross<sup>(14)</sup> (Dunite)

## § 2. 岩石弾性について

岩石の弾性に、最も大きい影響を持つものの一つは、その空隙性 (porosity) であることは各方面の一致した意見であつて、殊に低圧下 (1000 気圧以下) に於て著しい。このことは、前



記の殆どすべての実験者が認めているようである。一般に岩石が多孔性であることは、その成因に基くものであろう。

水成岩では堆積は可成り低圧の下で行われるようであつて、相当な多孔性を生じやすい。

火成岩は、熔融状態から固化する際のガスの放出や、各種鉱物の結晶順序の差等に基づくものであると思われる。

一様な静水圧に於ける高圧実験では、岩石の圧縮は、先ずこの空隙の減少によつて始められ、見掛けの弾性は、実質部分の弾性を示さず、ずつと低い値となるであらう。或いは超音波による実験では、空隙を、空気中の音波の速度で通るため弾性波速度は小さく出る。然し充分圧縮が進めば、空隙はなくなり、実質部分の弾性が、きいてくる、Hughes が指摘している如く、2000 bars を境にして、弾性に対する空隙・実質部分の影響が異つて現われて来ているのであると思われる。

一方、地球中間層では、この空隙性は、あるであらうが、圧力 10000 bars 以上で、長い年月の静水圧が作用しているので、空隙性は、ないと思われそうであるが、中間層内部では、岩石内のガスや放射能の崩壊生成物中のガス成分によつて、この種気体による空隙を生ずる可能性が充分にある。然し、この点はまだよく知られていないので、中間層内部には、かかる空隙はないと仮定する。

従つて、岩石実験の際の空隙性に基づく、影響は、中間層との比較に於て完全に除く必要がある。

次に岩石実験の際の履歴であるが、岩石のような脆い物質が、短時間に於ける常温の実験において示す履歴は、恐らく空隙性によるものであらう、このことは Ide 及び Hughes によつて確かめられている、従つて、空隙性の影響を除けば、同時に、履歴も相当部分除去されたと考えてよいであらう。

振動数に対する岩石弾性の影響は前述の如く、測定者によつて意見が異なる様であり、Zisman は、弾性が振動数に関係するといつているが、Hughes, Birch 等は、殆ど関係しないといつている。地震波程度の低振動の場合の実験は、行われていないし、静的変化の場合の弾性測定は、しばしば、弾性限を超えて了うので、正確なことは分らない現状である。

振動数による弾性が、如何なる物理的原因によるかが見当がつけば、実験値から、この原因による可能性のある項を除くように、理論的に処理出来るかも知れないが、空隙性、結晶粒の大きさ、弾性の異方性、可塑性、等のどれが起しているのか全く分らないので、このことは、現在の所、議論しない。

温度による弾性の影響は、比較的単純であるようである。温度上昇に伴つて、岩石内の空隙

性は、結晶熱膨脹の方向性の差異によつて、急激に増加する。従つて、弾性は、急激に、而も非可逆的に減少する。然し、高压の下では、空隙は、外部圧力の下で、破壊して、増加しない。従つて、高压実験では、温度は比較的に影響が小さい。このことは、Ide, Birch, Hughes の一致して認めている所であつて、高压下である限り、温度影響は、小さく単純であるようであつて、この点に関しては後に述べる。

以上の外、岩石の弾性には、方向性、層状に産出したものは、地層方向によるもの、結晶粒の大小等が、関係すると思われるが、後でしらべる如く、之等の影響は、異状な特殊なものを除いて、あまり影響しないのではないと思われる。少なくとも高压では、これ等からの寄与は少ない。

以上述べた如く、岩石弾性は未だわからい所も多いが、茲では、最も大きい影響があると考えられる空隙性と、理論的に興味深い温度影響を主にしてしらべてみる。

岩石の空隙性は、従つて、空隙からの直接の弾性に及ぼす影響のみならず、履歴、温度現象にも関係があるので、岩石測定値から、この影響を除くことは、中間層との比較や理論的考察に於ても、必要であつて、この点が最も重要な問題となる。

今簡単のため空隙を半径  $r_h$  の球とし、一様な静水圧  $p_0$  が外部より作用している半径  $r_0$  の球形岩石の場合を考える。穴の中心から  $r$  の点の直径方向の変位  $u$  は次式であたえられる。(Love<sup>(15)</sup> 参照)

$$u = r_0^3 p_0 r / (3\lambda + 2\mu)(r_h^2 - r_0^2) + p_0 r_h^3 r_0^2 / 4\mu(r_h^3 - r_0^3)r^2 \quad (3)$$

ここで  $\lambda$ ,  $\mu$  は、岩石の実質部分の Lamé の常数である。 $r_0 \ll r_h$  とすると穴の体積変化は、球形岩石の半径  $r_0$  及び穴の半径  $r_h$  に関係しなくなる。岩石の体積弾性率及び剛性率を  $10^{12}$  C.G.S. 及び  $1/2 \cdot 10^{12}$  C.G.S. とすれば、穴の体積が半分になるには、 $10^5$  bars 程度の圧力が必要である。然し、岩石の破壊強度に限りがあるので、穴の周囲の歪力が破壊強度をこえると穴はつぶれるであろう。最大の応力差はかかる模型では、穴の境界であつて  $3p_0/2$  で与えられる<sup>(16)</sup>。2000 bars 程度の外圧では応力差は 3000 bars であつて、岩石の破壊強度  $10^3$  bars 程度より大きい。然し、岩石の破壊強度は、最も弱い部分での応力差によるので、各個の空隙の周囲の平均強度は、これより大分大きいであろうから、2000 bars 程度では、全部の空隙が消失したことはいえなくなるであろう。実際 Hughes<sup>(14)</sup> も 2000 bars 以上で、空隙はなくなつたと考えないで、5000 bars でもまだ影響があるといつていようである。然らば、空隙の影響は、多くの岩石実験では、全圧力範囲にわたつているから、如何にすれば、これを除去出来るだろうか。



物性論的にみれば、一般に単結晶の体積弾性率は、二つの項から成立っている。一つは原子の平均位置に於ける、交互作用によるものであり、もう一つは、平均位置の附近の熱運動によるものである。前者は物質の体積にのみ関係し後者は、物質の比体積と温度の両方に関係する。室温程度では、前者は、後者より遥かに大きいので、単結晶物質の体積弾性率は、その物質の比体積にのみ関係する。

多結晶物質では、これ等の外に、モザイク構造上からの種々の影響がある。即ち、単結晶個々の弾性的異方性や、結晶粒界の不純物の集中、格子歪、或いは岩石に於けるような空隙性からの寄与である。これ等の中、前三者は複雑であつて、良く分らないが、最後の空隙性によるものは、非可逆性であつて比体積によらないことは、明らかである。

従つて、今、体積弾性率と、比体積との関係を調べることににより、温度による影響と、空隙性によるものとを、同時に見出すことの可能性が考えられる。

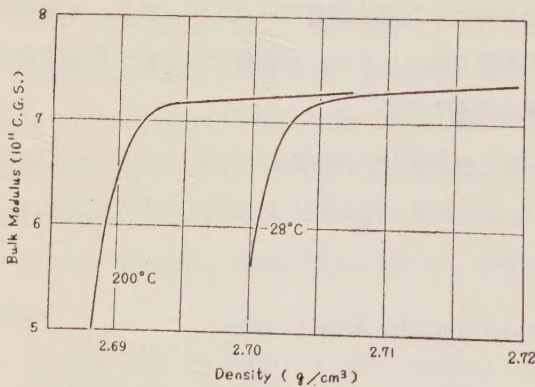


Fig. IIIa. Bulk modulus of granite at different density.

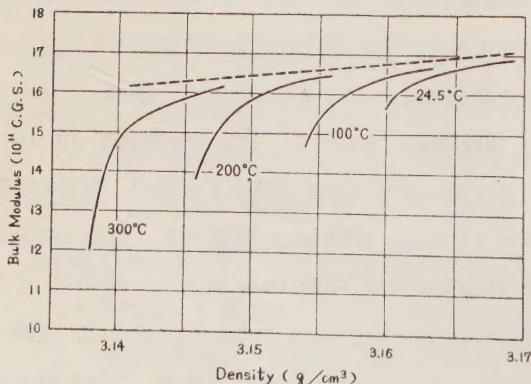


Fig. IIIb. Bulk modulus of dunite at different density.

かかる予想の下で、著者は最近行われた、D. S. Hughes と J. H. Cross<sup>(14)</sup> の dunite 及び granite に於ける超音波による弾性波速度の測定から、体積弾性率と密度との関係をしらべてみた\*。

Fig III に於て、見られる如く、体積弾性率の密度に対する関係は、高压に行く程、密接になつて来る。殊に granite に於ては、2000 bars 以上では、体積弾性率は、密度にのみ関係するといつて差支えない。即ち、2000 bars 以上では、空隙性及び温度の体積弾性率への影響は、殆どないといつても差支えないようである。この時の体積弾性率は、原子間の交互作用のみと考えてよい。

Dunite に於ても、高压領域になるに

\* Granite 及び dunite の熱膨脹係数は分つていたので、常圧下に於ける各温度の密度は分る。次に  $dP/d\rho = k/\rho$  の式から各温度、圧力下の密度が計算される。上式右辺は縦波・横波速度から計算出来るので  $\rho$  を graphical integration で求めた。



従つて、体積弾性率の密度による（体積弾性率の原子間力による）項が重要になって来る。充分高圧では、各曲線は一つの漸近線を持つているようである。この漸近線は、体積弾性率の密度の一価函数としての部分を表わすと考えてよいと思う。

dunite は granite 程、体積弾性率が密度に密接に関係しないのは、空隙の減少度が小さいためであつて、これは破壊強度によると思われる。一般に granite は dunite より破壊強度がたさいので、高圧の下では空隙は、容易に破壊消滅すると思われるからである。

いずれの場合にも、高圧では、弾性は、密度にのみ関係し、温度によるのは小さい。

第 III 図の得られた漸近線は、原子間力による弾性的変化を示すものである。

図の勾配から、密度を  $\rho$  とすると

$$\frac{dk}{d\rho} = 20 \cdot 10^{12} \text{ C.G.S. (granite)} \quad (4)$$

$$\frac{dk}{d\rho} = 22 \cdot 10^{12} \text{ C.G.S. (dunite)} \quad (5)$$

が得られる。これは大約

$$\frac{dk}{d\rho} \approx 7.0 \quad (\text{granite}) \quad (6)$$

$$\frac{dk}{d\rho} \approx 4.0 \quad (\text{dunite}) \quad (7)$$

である。(6) 及び (7) は  $\frac{dk}{dP} = \frac{dk}{d\rho} \frac{d\rho}{dP} = \frac{dk}{d\rho} \frac{\rho}{k}$  として求めた。

上の値は、熱膨脹係数の誤差から来る 25% 程度の精度内に於て信頼し得ると思われる。

第 III 図に見られるように、高圧では、体積弾性率は、密度の一価函数となつて来る。このことは温度項の影響が小さいことを示している。然し、同図では、同一密度では、高温程体積弾性率が大きいようである。このことは、体積弾性率  $\times$  熱膨脹係数が、圧力の増加函数であることを示して、一般の固体と異なつてゐる<sup>(13)</sup>。このことは、空隙性による影響であろうと思われる。

かくの如く、密度との関係から、体積弾性率と圧力の関係を出すことは、体積弾性率の原子間相互作用による部分の圧力の影響を見出すことであつて、地球中間層の比較に於て、実際に意味あるものと信じられる。単純な体積弾性率と測定された圧力との、2000 bars 以上での関係から求めたものと、上述の方法とでは、 $\frac{dk}{d\rho}$  に関して、granite では、全く同じであるが、dunite では 2 倍程度異なっている。このことは、破壊強度の大きい dunite では、空隙の影響がいつ迄も効いていて、しばしば、体積弾性率と圧力の関係を見出す際に、誤つた結論となる原因となるであろうと思われる。

上に得た  $dk/dp$  の値は、理論的に原子間 potential  $\phi$  を、原子間距離  $s$  の函数として

$$\phi = \frac{A}{s^m} + \frac{B}{s^n} \quad (8)$$

とおいた時、得られる式；

$$\frac{dk}{dp} = \frac{1}{3} (m+n+6) \quad (9)$$

に於ける任意常数  $m$  及び  $n$  をそれぞれ 1 と 7 乃至 9 とおいた時に等しい。この  $m, n$  の値は物性論的に妥当と考えられる。

従つて、岩石弾性より得られた (6) 及び (7) は原子間力からの寄与によると考えてよいであろう。尚くわしいことは、後続の理論的取扱をする論文に於て、議論する。

### § 3. 中間層との比較

中間層上部は於て、地震波速度の観測から得られる  $dk/dp$  の値は、地下 50~200 km に於て\*

$$\frac{dk}{dp} = 4 \sim 6$$

である。従つて、dunite に於ける測定結果を解析して得た方程式 (7) とよい一致をしている。更に § 2 にのべた如く、高压下では、弾性は密度の一価函数に近づくので、温度による弾性の急激な異状という Jeffreys の提案 ii) も考える余地はなさそうである。

Jeffreys の iii) の提案の、低速度物質の増加ということは、dunite があまりに ultra-basic であるので、地殻に於ける basalt と直結しにくい点を説明する可能性を示す点で地球化学の立場から興味深いものであるが、実際に、dunite の弾性の圧力による影響が、地震波の地下に於ける増加とよく一致する以上、この可能性を肯定する材料はなさそうである。

従つて、吾々は Jeffreys の提案中の、i) 弾性の圧力による増加割合は、圧力と共に急激に減るということが最も確からしいと考えて差支えない。即ち充分注意深く岩石の空隙性を考慮して、弾性実験より、これの影響を除去すれば、中間層の弾性的性質は、dunite 弾性とよく一致していることが分る。

最後に本研究に対して懇切なる御指導、御教示を頂いた京都大学地球物理学教室西村英一教授及び有意義な御忠告を頂いた同教室佐々憲三教授に厚く御礼申上げる次第である。

\* この論文に於ては中間層の low velocity layer は議論しないので、その部分を除外した。尚、この値は、H. Jeffreys 及び B. Gutenberg の値より算出した。



## 参考文献

1. L. H. Adams, 'The compressibility of fayalite and the velocity of elastic waves in peridotite with different iron-magnesium ratios' *Beitr. Geophys.*, **31**, (1931) 315.
2. H. Jeffreys, 'The structure of the Earth down to the 20 discontinuity' *Mon. Not. R. Astr. Soc., Geophys. Sup.*, **4**, (1937) 13.
3. K. E. Bullen, 'An introduction to the theory of seismology' Cambridge Univ. Press, (1952).
4. W. H. Ramsay, 'On the nature of the Earth's core' *Mon. Not. R. Astr. Soc., Geophys. Sup.*, **5**, (1949) 409.
5. F. Birch, 'Elasticity of igneous rocks at high temperatures and pressures' *Bull. Geol. Soc., Amer.*, **54**, (1943) 262.
6. P. W. Bridgman, 'Rough compressions of 177 substances to 40,000 Kg/Cm' *Proc. Amer. Acad. Arts Sci.*, **76**, (1948) 55.
7. H. Jeffreys, 'The times of P up to 30' *Mon. Not. R. Astr. Soc., Geophys. Sup.*, **6**, (1952) 348.
8. L. H. Adams and R. E. Gibson, 'The elastic properties of certain basic rocks and of their constituent minerals' *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **15**, (1929) 713.
9. W. A. Zisman, 'Comparison of the statically and Seismologically determined elastic constants of rocks' *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **19**, (1933) 680.
10. J. M. Ide, 'The velocity of sound in rocks and glasses as a function of temperature' *J. Geol.*, **45**, (1937) 689.
11. F. Birch, J. F. Scharier and H. C. Spicer, 'Hand book of physical constants, Geol. Soc. Amer., Special Paper 36.
12. P. W. Bridgman, 'Physics of high pressure' 2nd Ed., Bell and Sons, London, (1949).
13. D. S. Hughes and H. J. Jones, 'Variation of elastic moduli of Igneous rocks with pressure and temperature' *Bull. Geol. Soc. Amer.*, **61**, (1950) 843.
14. D. S. Hughes and J. H. Cross, 'Elastic wave velocities in rocks' *Geophysics*, **16**, (1951) 577.
15. A. E. H. Love, 'A treatise on the mathematical theory of elasticity' Cambridge Univ. Press, (1952).
16. P. W. Bridgman, 'Large plastic flow and fracture' MacGraw Hill Book Company, (1952).
17. W. H. Ramsey, 'On the compressibility of the Earth' *Mon. Not. Astr. Soc., Geophys. Sup.*, **6**, (1950) 42.

# 地球中間層の物性

## 其ノ三 結晶の多形転移及び放射能について

京都大学理学部地球物理学教室 西 武 照 雄

(昭和 31 年 11 月 25 日受理)

### On Some Properties of the Earth's Mantle Part 3 Polymorphic Transition of Crystal Lattices and Radioactivity of the Earth's Mantle.

Teruo NISHITAKE

Geophysical Institute, Faculty of Science, Kyoto University.

(Received Nov. 25, 1956)

Some polymorphic transitions of lattices were treated with relation to the Earth's mantle. Some consideration about the radioactivity of the mantle were also made. It was concluded that dunite is the most probable constituent rock of the mantle.

#### § 1. 序 論

地球中間層の物質が何であるかという問題に対して、最も重大な極め手になるものは、弾性波速度の値である。

この意味に於て、著者は、隕石及び dunite の弾性を中間層上部の地震波速度の観測値と比較してみた<sup>(1)(2)(3)</sup>。

隕石は、密度の問題はともかくとしても、弾性の点で、中間層物質と考えることは、可成り疑問であることを示した<sup>1)</sup>。

Dunite は弾性波速度及び弾性の圧力下での変化割合——実験値としては5000気圧程度までの値であつて、理論的外推によつても、高々数万気圧、地球上部中間層の半ば程までしか適用されないと思われるが、少くともその範囲内で——観測された地震波速度の資料と矛盾しないことを示した<sup>(2)(3)</sup>。

然し、中間層物質としては、これ等の外に、まだ幾通りも考えられていて、殊に地球内部の高圧に伴う、結晶の多形転移、或いは、化学変化の成立等による特殊な形態といった可能性も考えられる。従つて、ここでは、その可能性をしらべ、更に放射能の立場からも、地球中間層の物質について吟味してみた。

#### § 2. 結晶の多形転移

M. J. Berger<sup>(4)</sup> は、結晶に関する多形転移を次の4種に分類した。



## I. Secondary coordination の転移

## II. 無秩序の転移

## III. First coordination の転移

## IV. Bond type の転移

の4通りである。

第一のものは、着目している原子に最も近接した原子の相対位置は不変であつて、二番目以上に遠い位置の原子の相対位置の変化するものであつて、 $\alpha$ -石英が $\beta$ -石英に転移する時がこれに属する。

第二のものは、着目している原子が秩序正しく格子に配列していて、之が無秩序な状態に転移するものであつて、 $\beta$ -brass がこれに属している。

第三のものは、着目している原子に、最も近接した原子の相対関係、就中、近接原子の数の変化を伴うものであつて、例えば、 $\text{Al}_2\text{SiO}_5$  がこれに属する<sup>(6)</sup>。

第四のものは、結合形式の変化であつて、ダイヤモンドと石墨との転移におけるような場合で、これは僅かしか知られていないが、最も急激な物性の変化がある。

大体以上四種に、現在知られている転移は、すべて含まれているようである。

茲で普通の岩石構成鉱物の転移についてしらべてみる。

石英では、よく知られた  $\alpha$ - $\beta$  転移を行い、更に高温では、tridymite, cristobalite に転移する。何れも第 I の型に属する転移である。

長石では、最近、第 II の型の転移が認められた<sup>(6)</sup>。pyroxene に属する  $(\text{Mg}, \text{Fe})\text{SiO}_3$  に関して、Birch<sup>(7)</sup> が rutile type に転移する可能性を提案した。olivine では、Bernal<sup>(6)</sup> が、spinel type に転移することを予想している。以上二者はいづれも、高圧下における転移であつて、rutile type のものは、第 III の型であり、spinel type の転移は恐らく第 I の型に属するであろう。

以上の他に、純然たる結晶転移ではないが、しばしば、問題となる宝石類がある。ザクロ石、硬玉類がこれである。これ等は熱すると、全然別種のありふれた鉱物類に分解する。逆に分解して出来た鉱物からは、合成が困難であつて、高圧下でのみ生成され则认为られているものである。これは未だ解決のつかない多くの問題を含んでいるが、かかるザクロ石、硬玉を多く含む岩石が eclogite である。

このように、地球内部に存在し得ると考えられる鉱物の殆ど、すべてが、かかる高温高圧下の転移に関係していると思われているので、問題は非常に複雑である。多くの場合、結晶の多形転移の転移点附近の物理的性質が殆んど分つていないので、これ等の定量的取扱は出来な

い。然し、ただ一つの例外として、eclogite は、弾性的方面からよく調べられ、その構成鉱物に至るまで、弾性が分つている<sup>(9)</sup>。従つて、ここで、隕石が eclogite のように、その構成鉱物中の長石類が、ザクロ石、硬玉等に転移したと仮定<sup>(7)</sup>して、その弾性をしらべてみた。隕石の資料としては、其ノ一<sup>(1)</sup>で用いた 5 群を選び、同様の計算を行つた。但し、長石類は、すべて可能な限り、すべて、ザクロ石、硬玉に転移しているとした。

結果を第 1 表に示す。

Table I. Elasticity of the Stony Portion of Stony Meteorites in hypothetical high pressure form.

Mineral	Density g/cm <sup>3</sup>	$\kappa$ 10 <sup>-13</sup> C.G.S	Mean weight %				
			Group 1	Group 2	Group 3	Group 4	Group 5
Na <sub>2</sub> OAl <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 4SiO <sub>2</sub>	3.33*	7.8*	8.17	7.80	8.00	8.93	7.80
3CaOAl <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 3SiO <sub>2</sub>	3.54*	6.3*	1.53	4.36	5.22	0.67	4.91
3FeOAl <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 3SiO <sub>2</sub>	4.16*	6.0*	—	—	0.15	5.02	—
CaOSiO <sub>2</sub>	3.33	11	2.93	0.46	—	—	0.45
FeOTiO <sub>2</sub>	4.75	5.6	0.44	0.32	0.18	5.02	0.36
FeOCr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4.5		0.63	1.05	0.69	0.49	0.54
MnOSiO <sub>2</sub>	3.67		0.35	0.42	1.00	0.57	0.61
2FeOSiO <sub>2</sub>	4.07	9.1	14.73	14.45	14.73	10.82	9.47
2MgOSiO <sub>2</sub>	3.21	7.9	31.82	30.47	32.42	31.90	28.90
FeOSiO <sub>2</sub>	3.9	10	11.31	12.11	10.99	9.24	10.80
MgOSiO <sub>2</sub>	3.19	10	26.95	27.84	26.65	30.02	35.97
3CaONa <sub>2</sub> O <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3.10		0.74	0.89	0.74	0.82	0.63
Density (g/cm <sup>3</sup> )			3.4	3.4	3.4	3.4	3.4
$\kappa$ (10 <sup>-13</sup> C.G.S)			8.9	8.8	8.7	8.8	8.9
$k/\rho$ (10 <sup>+11</sup> C.G.S)			3.3	3.3	3.4	3.3	3.3
$k/\rho$ (mantle)			3.6~3.7 10 <sup>11</sup> C. G. S				

\* Reference (9)

比較のため地震波速度からの値を併記しておいた。この場合、結晶転移は仮定であるので、結果の値の誤差は、以前の場合のように、精しく調べることが出来ないが、可成り多いように思われる。この弾性を縦波速度になおすと  $k/\mu \approx 2$  として 7.5 km/sec 位である。

### § 3. 岩石放射能

地表における観測から、地球内部は地表 1 cm<sup>2</sup> 当り毎秒  $1.2 \cdot 10^{-6}$  カロリーの熱を放出している<sup>(10)</sup>。従つて、地球全体として毎年  $9 \cdot 10^{27}$  エルグの熱を失つている。今、地球中間層の物質を想定して、若し、該当物質の放射能が、energy の点で、 $9 \cdot 10^{27}$  エルグより多い energy を放出するとすれば、その想定した物質は中間層物質として可成り疑わしくなるであろう。こ



の点から、地球中間層の物質に制限をつけることが可能である。

中間層物質は、恐らく basic 乃至 ultrabasic な岩石であると考えられる。かかる岩石は、一般に放射能は極めて少く、従つて、測定値は、極めて不精確である。著者は、隕石の放射能の統計的平均を求めようと試みたが、現在の所、平均値は非常に不確かであるように思われるので、その上限と下限と思われるものを第2表に示した。

Table II. Radio Activity of Stony Portion of Stony Meteorites and Dunite.

		Meteorites		Dunite <sup>3)</sup>
		Case I	Case II	
Concentration	U. (p.p.m)	0.01 <sup>1)</sup>	0.106 <sup>2)</sup>	0.015
	Th (p.p.m)	0.03	0.335 <sup>2)</sup>	—
	K (percent)	0.0085 <sup>4)</sup>	0.0088 <sup>5)</sup>	0.001
Heat Production (erg/g. year)		0.65	7.0 <sup>5)</sup>	0.84
Heat Generation <sup>6)</sup> ( $10^{27}$ erg/year) of the mantle		2.5	28 <sup>5)</sup>	3.2

1) Reference (11)

2) Reference (12)

3) Reference (10)

4) Reference (13)

5) Reference (14)

6) Heat Production  $\times$  mass of the mantle.

第2表に於て、case I は、隕石放射能の測定値中、最も小さい値の場合であるが、Th に関しては、精しい資料がないので、一般の岩石では Th/U は大体3乃至4であるから、この場合 Th/U=3 として求めた。Case II は、大きい場合であつて、Case I とは一桁異つている。

第2表の上の三欄は、1g の隕石当り含まれる各、U, Th, K の g 数であるが、若し、中間層が、隕石で出来ているとしたならば、これに中間層の全質量を掛ければ、中間層に於ける放射能の量及び全発生熱量を得る。

これを表の最下欄に示した。比較のため Birch によつて採用された dunite の放射能を示す。同様に、中間層が、dunite であるとして、中間層からの全発生熱量を掲げた。

Case II の場合は、明らかに、中間層の発生熱量が、地表よりの放出熱量を上廻る。地表の観測熱量は地殻からの分も加わるし、地殻を花崗岩、玄武岩より成るとすると、これ等の岩石の放射能は大きいので、若し、Case II が正しいとすると、到底、隕石が中間層の構成物質であるとは考えられない。Case I の場合だと、熱量の不足分は、地殻の部分の放射能で、充分

説明される，隕石の場合，現在いずれであるかはつきりしないが，この点からも，隕石が中間層構成物質であると，はつきりいい切れない現状にある．これは，既に多くの人々<sup>14)</sup>によつて取上げられた問題であるが，著者のしらべた範囲内に於てもまだ不明であつて将来の問題である．

#### § 4. 結 論

隕石型の中間層，dunite 型中間層，結晶転移を伴つた中間層の三つの場合について，今まで，弾性的方面及び，放射能の立場から調べてみた，その結果を第3表に示す．尚 mantle の値は mantle 上部の値である．

ここで，概括的に，調べてみる．

Table III. Comparison with the Earth's Upper Mantle.

Material	Meteorites	Dunite	Eclogite	Mantle
$V_p$ (km/sec)	$7.1 \pm 0.5^{1)}$ $7.5^{2)}$	8.0	7.8	$7.8 \sim 8.2$
$dk/dp$	—	$4^{3)}$	—	$4 \sim 6$
Heat Generation $10^{27}$ erg/year	$2.5 \sim 28^{4)}$	$3.2^{4)}$	?	$9^{5)}$

1) Reference <sup>1)</sup>

2) In hypothetical high pressure form, from Table I.

3) Reference <sup>2)</sup>

4) From Table II.

5) Heat flow at the Earth's surface.

a. 隕石について，第三表に見られるように，弾性波速度は，可成り小さい．eclogite の如く，長石類が，悉く，ザクロ石，硬玉のような結晶に転移した．仮想的な隕石模型ですら，誤差の上限に於て，辛うじて，中間層上部の地震波速度に近い値となるであろう．更に §3 で述べたように，放射能に関しても，疑問の点が残つているので，非常に，粗い近似に於ては，隕石を中間層の模型にすることも可能であるが，定量的取扱の場合には，充分な吟味が必要であるように思われる．

b. dunite について，現在迄の所，中間層物質として考えても，大きい矛盾は，なさそうである．放射能の点で，地表の観測と一致しないが，地殻の放射能を考慮すれば，差支えないと思われる<sup>(15)</sup>．

c. eclogite 及び其他の結晶転移を伴つたもの，所謂，高压に於てのみ安定に存在し得る，と考えられているものであるが，定量的な資料が不足していたり，理論的に，議論出来ない場合が多いので，将来の問題であろう．



以上総合してみると、中間層の物質としては、dunite が最も妥当であり、次に、高压安定な多形転移を伴った岩石、隕石の順で less probable になるように思われる。

最後に本研究に当つて、京都大学地球物理学教室西村英一教授に熱心な御指導を頂き、又同教室佐々憲三教授及び同学地質鉱物学教室春本篤夫教授並びに同教室吉沢甫助教授に、懇切な御教示を頂いたことを記し、ここに厚く御礼申上げる次第である。

## 参 考 文 献

1. T. Nishitake, 'On Some Properties of the Earth's Mantle, Part 1 Comparison with Stony Meteorites' *Zisin*, **9**, (1956) 65—75.
2. ———, '———', Part 2 On Dunite Mantle' *Zisin*, **9**, (1957)
3. ———, 'Elastic Properties of Rocks with Relation to the Earth's Interior' *Mem. Col. Sci., Kyoto University*, **28**, (1956) 73—98.
4. M. J. Buerger, 'Phase Transformation in Solids, Chap. 6, 183, (R. Smoluchowski Editor), John Wiley and Sons Inc., New York (1951).
5. L. Pauling, 'The nature of the Chemical Bond' Cornell Univ. Press (1940).
6. C. Oftedahl *Norsk Geol. Tide.*, **24**, (1944) 75.
7. F. Birch, 'Elasticity and Constitution of the Earth's Interior' *J. Geophys. Res.*, **57**, (1952) 227—286.
8. J. D. Bernal, *Observatory*, **59**, 268.
9. L. H. Adams, 'The Elastic Properties of Certain Basic Rocks and their Constituent Minerals' *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **15**, (1929) 713—724.
10. F. Birch, 'Physics of the Crust' *Geol. Soc. Amer.*, Special Paper 62.
11. G. L. Davis, *Amer. J. Sci.*, **248**, (1950) 107.
12. K. E. Chachrtt, J. Golden, E. R. Mercer, F. A. Paneth, and P. Reasbeck, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **1**, (1950) 3.
13. G. Edwards and H. C. Urey, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **7**, (1955) 154.
14. H. C. Urey, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **41**, (1955) 127.
15. J. A. Jacobs, 'Thermal History of the Earth' *Nature*, **177**, (1956) 157.

# 地磁気のダイナモ理論に関する一計算

東京大学理学部地球物理学教室 竹内 均・加藤昭七郎

(昭和 31 年 10 月 23 日受理)

## The Dynamo Theory of the Earth's Main Magnetic Field

Hitoshi TAKEUCHI and Shoshichiro KATO

Geophysical Institute, Faculty of Science, Toyko University,

(Received October 23, 1956)

This is a note describing algebraic and numerical details which were omitted in paper (1) referred to below. In §2 of the present paper, explanations are given on an approximate way to solve the eigen-value problems (3.6), (3.8) and (3.11) and (3.12) in the above paper.

In §3 and §4, are given the details for getting the results (3.14) and (3.15) in the same paper.

### §1.

これは筆者らが先に発表した地磁気のダイナモ理論に関する一論文<sup>(1)</sup>の計算ノートである。上の論文では紙数の制限もあつて、多くの式を証明なしにかかげたり、また数値計算の詳細を示さなかつたりした。その後何人かの人があつと詳細な発表を求めてきたし、また筆者自身も自分の計算原稿を何らかの形で残しておきたいと思う。これがこのノートを書くにいたつた理由である。上に引用した論文を、これからもたびたび引用するので、以下これを **T** と略記号する。また **T** 論文中的、たとえば (3.6) 式を (**T**.3.6) と略して書くことにする。

### §2.

固有値問題 (**T**.3.7), (**T**.3.8) 及び (**T**.3.11), (**T**.3.12) の固有値  $y$  の求め方。

これらは固有値問題 (**T**.3.14), (**T**.3.15) の特別な場合であるから、この一般の場合についての固有値の求め方を示しておこう。後にのべるように、(**T**.3.14) をうる直前、われわれは次の式をえている。なお  $\bar{T}_n^0(\xi)$  を  $T$ ,  $S_{n-1}^0(\xi)$  を  $S$  と略記することにする。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T}{d\xi^2} + \frac{2(n+1)}{\xi} \frac{dT}{d\xi} &= -y \frac{n(n-1)}{(2n-1)} \frac{1}{\xi} \frac{dV_1}{d\xi} S, \\ \frac{d^2 S}{d\xi^2} + \frac{2n}{\xi} \frac{dS}{d\xi} &= -\frac{162y}{(2n-3)(2n-1)(2n+1)^2(2n+3)} \frac{V_2}{V_1} \xi^3 \\ \left[ A(n) V_2 \frac{dT}{d\xi} + \left\{ \frac{D(n)}{3} \frac{dV_2}{d\xi} + \frac{B(n)}{\xi} V_2 \right\} T \right] &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

ここに

$$A(n) = 4n^4 + 12n^3 - 13n^2 - 33n + 18,$$

$$\begin{aligned} B(n) &= 8n^5 + 36n^4 + 10n^3 - 105n^2 - 63n + 54, \\ D(n) &= 4n^5 + 28n^4 + 35n^3 - 85n^2 - 114n + 72. \end{aligned} \quad (2.2)$$

またわれわれの問題では、

$$V_1(\xi) = 1 - \xi, \quad V_2 = (1 - \xi)^2 \quad (2.3)$$

である。課せられた境界条件は  $\xi = 1$  で

$$T = 0, \quad \frac{dS}{d\xi} + (2n-1)S \sim \frac{d^3T}{d\xi^3} + 2(2n+1)\frac{d^2T}{d\xi^2} + 2(n-1)(2n-1)\frac{dT}{d\xi} = 0 \quad (2.4)$$

である。この種の問題を Trial and error の方法で解くことは殆んど不可能である。しかし筆者らが先に考えだした方法<sup>(3)</sup>を用いれば、比較的容易にこれを解くことができる。すなわち次のようにする。まず (2.4) の第一の境界条件を考えて  $T$  を

$$T = \sum_{m=0}^{\infty} a_m \xi^m (1 - \xi) \quad (2.5)$$

の形に仮定する。 $a_m$  はこれから決定すべき常数である。(2.5) では形式をととのえるために  $m$  の上限を  $\infty$  としているが、実さいの数値計算ではその第 1 項、すなわち  $m=0$  の項さえとれば、それでもう十分よい近似で固有値  $y$  を求めることができる。それはともかく (2.5) を (2.1) の第 2 式の右辺に代入すると、これが次のような項の集まりであることがわかる。

$$- \frac{162ya_m}{(2n-3)(2n-1)(2n+1)^2(2n+3)} \xi^{m+2}(1-\xi)^3 \{E(n, m) - F(n, m)\xi\} \quad (2.6)$$

ただし

$$\begin{aligned} E(n, m) &= mA(n) + B(n), \\ F(n, m) &= (m+1)A(n) + \frac{2}{3}D(n) + B(n) \end{aligned} \quad (2.7)$$

とする。これを並べかえれば (2.1) の第 2 式の右辺は  $\sum G_l \xi^l$  の形になる。 $G_l$  は  $n, m, a_m$  をふくむある常数である。ところで一般に

$$\frac{d^2S}{d\xi^2} + \frac{2n}{\xi} \frac{dS}{d\xi} = \sum G_l \xi^l \quad (2.8)$$

なる方程式の解は

$$S = \text{常数} + \sum \frac{G_l \xi^{l+2}}{(l+2)(2n+l+1)} \quad (2.9)$$

となる。(2.4) の第 2 の境界条件をみたすように常数をえらべば

$$S = \sum \frac{G_l}{(l+2)(2n+l+1)} \left( \xi^{l+2} - \frac{2n+l+1}{2n-1} \right) \quad (2.10)$$

となる。要するに  $T$  を (2.5) の形に仮定すれば  $S$  は (2.10) の形になる。これらの  $T, S$  は境界条件及び (2.1) の第 2 式をみたしている。しかし (2.1) の第 1 式をみたしていない。この



式を近似的にみたし、かつ  $y$  のよい近似値を求めるには、筆者らのいわゆる拡張された Galerkin の方法<sup>(2)</sup>を用いればよい。それにはまず (2.1) 式の第 1 式が引用論文<sup>(2)</sup>の §3 におけると同様にして

$$\int_0^1 \left\{ \frac{d^2 T}{d\xi^2} + \frac{2(n+1)}{\xi} \frac{dT}{d\xi} + \frac{y}{\xi} \frac{n(n-1)}{(2n-1)} \frac{dV_1}{d\xi} S \right\} T \xi^{2(n+1)} d\xi = 0 \quad (2.11)$$

から得られたものであることに注意する。

Galerkin 法の特長は、(2.11) の  $\{ \}$  内の  $T, S$  に (2.5), (2.10) のそれを用い、 $\{ \}$  の外に (2.5) の  $T$  を構成する函数 (座標函数とよぶことにする) の一つづつを用いる点にある。すなわち座標函数を  $m=0, 1, \dots, m-1$  の  $m$  個用いるときは、(2.11) の  $\{ \}$  外の  $T$  として  $(1-\xi), \xi(1-\xi), \dots, \xi^{m-1}(1-\xi)$  をとり、これに対応して  $m$  個の方程式がえられる。(2.5), (2.6), (2.10) から明らかなように、(2.11) の  $\{ \}$  内は  $a_m$  の一次函数となる。(2.11) の  $\{ \}$  外の  $T$  として  $\xi^{m'}(1-\xi)$  を用いたときの、 $a_m$  の係数は次の如くなる。

$$\begin{aligned} & \frac{m(m+2n+1)}{(2n+m+m'+1)(2n+m+m'+2)} - \frac{(m+1)(m+2n+2)}{(2n+m+m'+2)(2n+m+m'+3)} \\ & + \frac{162y^2n(n-1)}{(2n-3)(2n-1)^2(2n+1)^2(2n-3)} \left[ \frac{-1}{(2n-1)(2n+m'+2)(2n+m'+3)} \right. \\ & \times \left\{ \frac{E}{m+4} - \frac{3E+F}{m+5} + \frac{3(E+F)}{m+6} - \frac{E+3F}{m+7} + \frac{F}{m+8} \right\} \\ & + \frac{E}{(m+4)(2n+m+3)(2n+m+m'+6)(2n+m+m'+7)} \\ & - \frac{3E+F}{(m+5)(2n+m+4)(2n+m+m'+7)(2n+m+m'+8)} \\ & + \frac{3(E+F)}{(m+6)(2n+m+5)(2n+m+m'+8)(2n+m+m'+9)} \\ & - \frac{E+3F}{(m+7)(2n+m+6)(2n+m+m'+9)(2n+m+m'+10)} \\ & \left. + \frac{F}{(m+8)(2n+m+7)(2n+m+m'+10)(2n+m+m'+11)} \right] \quad (2.12) \end{aligned}$$

要するに上にえられた式は、(2.12) の形の係数をもつた  $a_m$  ( $m=0, 1, \dots, m-1$ ) に関する多元 1 次方程式となる。このような方程式が有意義な解をもつためには、係数でつくった行列式の値が 0 であればよい。このようにして固有値  $y$  の近似値が求まるのである。

一般の場合を上にも説明したが、実さいには (2.5) の  $T_m$  としてその第 1 項だけを用いられ、それでも十分に精度のよい  $y$  の近似値を求めることができる。すなわち (2.12) の  $m, m'$  を 0 とした式を 0 に等しくおけばよいのである。たとえば  $n=2$  のときには

$$A=60, \quad B=420, \quad D=360, \quad E=420, \quad F=720 \quad (2.13)$$

となり、結局

$$y^2=1761, \quad y=42.0 \quad (2.14)$$

となる。これが (T2.9) のすぐ後でのべた結果である。なお  $y=42$  なる値は、先にわれわれがもつと精密な計算を行つてえた値とも一致しているし、また Bullard と Gellman が N.P.L. の電子計算機 A.C.E. を用いてえた値<sup>(6)</sup>とも一致している。引用論文<sup>(6)</sup>の  $V$  という記号がわれわれの  $y$  に相当し、同論文の、 $\varepsilon \rightarrow \infty$ ,  $Q_T = \varepsilon r^2 (1-r)$  なる場合がわれわれの今考えている場合に相当する。同論文の 242 頁、下段の最も右のらんに示されているように、彼らのえた固有値は  $V=y=42.05$  である。われわれの用いた方法の簡単さから考えて、この一致は驚ろくべきものである。

全く同様にして次の結果がえられる。

$$n=4, \quad y=70.9 \quad (2.15)$$

$$n=6, \quad y=117 \quad (2.16)$$

$$n=8, \quad y=179 \quad (2.17)$$

これらの結果が (T.3.8) の後及び (T.3.12) の後に用いられている。先に引用した論文 (6) の 256 頁で、Bullard 及び Gellman が A.C.E. を用いた結果を発表している。同頁下段の最も右のらんがわれわれの (2.15) に対応した結果である。彼らのえた値は  $V=y=65.5$  で、(2.15) とすこし違つて見える。しかし彼らも彼らの論文で認めているように、256 頁の結果はすこしあやしい。たとえば (T.3.5) で竹内が証明したように、この場合  $S_1=0$  でないといけないうのに、彼らの結果では  $S_1$  が 0 となつていない。あれこれ考えると、この場合はむしろわれわれの結果 (2.15) の方が、よりよい近似のように思われる。(2.16), (2.17) に対応した Bullard-Gellman の結果はえられていない。世界最優秀の電子計算機の一つに数えられる A.C.E. をもつてしても、Bullard らの方法によつて、(2.16), (2.17) に対応した結果をうることは今のところ不可能である。これは同計算機の記憶装置が  $32 \times 32 = 1024$  個しかないことに原因している。こういうわけで、(2.16), (2.17) を独立にたしかめる方法はないが、われわれの方法が  $n=2$ ,  $n=4$  の場合にみせた有効さから考えて、 $n=6, 8$  に対する結果 (2.16), (2.17) も十分信頼してよいと思われる。

### § 3.

(T.3.13) 及びその前後にのべたことの証明。便宜上論文  $T$  中に用いた  $\xi$  の函数  $T_n^m(\xi)$ ,  $S_n^m(\xi)$  などのかわりに、Bullard, Gellman らが引用論文 (6) 中に用いた函数  $T_n^m(r)$ ,  $S_n^m(r)$  などを用いる。 $T$  論文の附録の表 1 に示したように、両者の間には次表のような関係がある。

以下引用論文 (6) を B 論文とよび, B 論文中の式 (45) を (B.45) のように略記することにする. まず基本方程式が (B. 22), (B.23) のように書かれることに注意する. ただ今の問題

第 1 表

Bullard-Gellman	われわれ
$r$	$\xi$
$S_n^m(r)$	$-\xi^{n+1}S_n^m(\xi)$
$T_n^m(r)$	$-\xi^{n+1}T_n^m(\xi)$
$V$	$y$
$\varepsilon$	$\alpha=x/y$
$Q_S(r)$	$-\xi^3V_{2^{20}}(\xi)$
$Q_T(r)/\varepsilon$	$-\xi^2V_1^0(\xi)$

では  $S_\alpha=S_2^{20}$ ,  $T_\alpha=T_1^0$  であるが, このときの (B.22), (B.23)

の右辺の係数は表の形にして, B論文の 264 265 ページにか  
かけてある. この節での計算を Bullard-Gellman 流の函数  
 $T_n^m(r)$ ,  $S_n^m(r)$  を用いて行うわけも, このように便利な表が  
あるからである. われわれの論文<sup>(4)(5)</sup> にも, この表と同内  
容の関係がえられているが, 結果の整理のしかたがすこし  
まずかつた. われわれは地球核中の流体のトロイダルな流れ

がポロイダルな流れより大変に大きい場合, すなわち  $\varepsilon \rightarrow \infty$  の場合を問題にしている. こ  
のような場合, (T.3.1), (T.3.2) の前後におけるようにして, 次のことが証明できる. すな  
わちまず  $T_n^0(r)$  ( $n=2, 4, 6, \dots$ ) が  $\varepsilon$  のオーダーの無限大になる. 従つて

$$T_n^0(r) = \varepsilon \bar{T}_n^0(r) \quad (3.1)$$

とおけば,  $\bar{T}_n^0(r)$  は有限 (1 のオーダー) になる. 次に  $S_n^0(r)$  ( $n=1, 3, 5, \dots$ ),  $S_n^{20}(r)$  ( $n=3, 5, 7, \dots$ ),  $T_n^{28}(r)$  ( $n=2, 4, 6, \dots$ ) が 1 のオーダーの函数になる. 最後に上にのべた以外の函  
数は,  $1/\varepsilon$  あるいはそれ以下のオーダーになることが示される. これらは, (B.22), (B.23) の  
各項のオーダーをみつもれば容易にえられる結果である. そして  $\bar{T}_n^0(r)$  ( $n=2, 4, 6, \dots$ ),  $S_n^0(r)$   
 $n=1, 3, 5, \dots$ ,  $S_n^{20}(r)$  ( $n=3, 5, 7, \dots$ ),  $T_n^{28}(r)$  ( $n=2, 4, 6, \dots$ ) に対する有意義な式として, 表 2  
のようなものがえられる. その表をかかげる前に, この場合 “無意義な” 式とみなしたものの  
一例をあげておこう. それはたとえば (T.2.1) の最後の式である. この式で  $x \rightarrow \infty$  とすることが  
Bullard-Gellman 流のあつかいで  $\varepsilon \rightarrow \infty$  とすることに対応している. このとき  $S_1^0, T_2^{28} \sim O(1)$   
(1 のオーダー) となることは先にのべた. 従つて問題の式は,  $T_2^{20}$  が  $O(1/x)$  あるいは  $O(1/\varepsilon)$  な  
ることを示す以外の何物でもない. このような式を一応考慮の外におくと, 表 2 のような式が残  
るのである. この表については多少の説明を要する. たとえば表の第 2 の横のらんには  $S_{n-5}^{28}$   
というみだしがついており, これを横にたどつてゆくと,  $S_{n-5}^{20}$  及び  $\bar{T}_{n-4}^0$  の下に  $\times$  印がつい  
ており, その他のところには何もしるされていない. これは  $S_{n-5}^{28}$  に対する方程式から,  
 $S_{n-5}^{20}(r)$ ,  $\bar{T}_{n-4}^0(r)$  に対する一つの関係式がえられることを示している. ここに  $S_{n-5}^{28}$  に対する  
式というのは, (B.22) の  $S_7$  が  $S_{n-5}^{28}$  であるような式のことである.  $\varepsilon \rightarrow \infty$  の場合,  $S_{n-5}^{28}$  自  
体は  $O(1/\varepsilon) \rightarrow 0$  であるが, その  $S_{n-5}^{28}$  に対する方程式から,  $S_{n-5}^{20}(r)$ ,  $\bar{T}_{n-4}^0(r)$  に対する 1 つ  
の関係式がえられるのである. 実はこういつてはまちがいいになる. 正しくは  $S_{n-5}^{28}$  に対する  
式から  $\bar{T}_{n-6}^0(r)$ ,  $S_{n-6}^{20}(r)$ ,  $\bar{T}_{n-4}^0(r)$ , に対する 1 つの関係式がえられると言わなければなら



第 2 表

	$T_{n-6}^{2s}$	$S_{n-5}^{2c}$	$\bar{T}_{n-4}^0$	$T_{n-4}^{2s}$	$S_{n-3}^0$	$S_{n-3}^{2c}$	$\bar{T}_{n-2}^0$	$T_{n-2}^{2s}$	$S_{n-1}^0$	$S_{n-1}^{2c}$	$\bar{T}_n^0$	$T_n^{2s}$
$T_{n-6}^{2c}$	×	×	×									
$S_{n-5}^{2s}$		×	×									
$\bar{T}_{n-4}^0$			×		×							
$T_{n-4}^{2c}$		×	×	×		×	×					
$S_{n-3}^0$		×		×	×	×		×		×		
$S_{n-3}^{2s}$			×			×	×					
$\bar{T}_{n-2}^0$					×		×		×			
$T_{n-2}^{2c}$			×			×	×	×		×	×	
$S_{n-1}^0$						×		×	×	×		×
$S_{n-1}^{2s}$							×			×	×	
$\bar{T}_n^0$									×		×	
$T_n^{2c}$							×			×	×	×

ぬ. そのわけは, 表 2 は左の方 ( $n$  の小さい方) へも, 右の方 ( $n$  の大きい方) へも, また上の方 ( $n$  の小さい方) へも下の方 ( $n$  の大きい方) へもずつとつづいており, ここにはその一部をとりだしたただけだからである. 上にのべた事情を一般に

$$S_{n-5}^{2s} \longrightarrow \bar{T}_{n-6}^0, \quad S_{n-5}^{2c}, \quad \bar{T}_{n-4}^0$$

とすることにする. 同様にして一般に

$$\begin{aligned} \bar{T}_{n-4}^0 &\longrightarrow S_{n-6}^0, \quad \bar{T}_{n-4}^0, \quad S_{n-3}^0 \\ T_{n-4}^{2c} &\longrightarrow \bar{T}_{n-6}^0, \quad S_{n-6}^{2c}, \quad \bar{T}_{n-4}^0, \quad T_{n-4}^{2s}, \quad S_{n-4}^{2c}, \quad \bar{T}_{n-2}^0 \\ S_{n-3}^0 &\longrightarrow S_{n-6}^{2c}, \quad T_{n-4}^{2s}, \quad S_{n-3}^0, \quad S_{n-3}^{2c}, \quad T_{n-2}^{2s}, \quad S_{n-1}^{2c} \end{aligned}$$

のような関係がある. 表 2 はその一部をとりだして示したものである.

$S_n^0, T_n^0$  のようにしるした時の添字  $n$  は, 磁場を球函数に展開した時の次数 (degree) を示している. そこで当面のダイナモの問題で, 磁場が  $n$  次より高次の項をふくまないと仮定しよう. すなわち表 2 が右端及び下端でうちきられたとしよう. このとき次のことが証明できる. すなわちこの場合 0 にならないのは  $T_{n-4}^{2s}, S_{n-3}^{2c}, \bar{T}_{n-2}^0, T_{n-2}^{2s}, S_{n-1}^0, S_{n-1}^{2c}, \bar{T}_n^0, T_n^{2s}$  の 8 つだけで, その他の函数は全部 0 になる. これを証明するには数学的帰納法を用いる. すなわち上にのべた命題が  $n=n-2$  に対して真であり, この段階までに 0 ならないで残る函数が  $T_{n-6}^{2s}, S_{n-6}^{2c}, \bar{T}_{n-4}^0, T_{n-4}^{2s}, S_{n-3}^0, S_{n-3}^{2c}, \bar{T}_{n-2}^0, T_{n-2}^{2s}$  だけであるという前提の下に,  $n=n$  の段階で  $T_{n-6}^{2s}, S_{n-6}^{2c}, T_{n-4}^{2s}, S_{n-3}^0$  が 0 になり, 最初にのべた 8 つの函数だけが 0 にならずに残ることを示せばよい.  $n=4$  のときには, 定義により  $T_{-2}^{2s}=S_{-1}^{2c}=T_0^{2s}=0$  であり, また (T.3.5) で証明したように  $S_1^0=0$  であるから, 数学的帰納法を用いる準備はすでにととのつていっているわけである.

上にのべたことの証明は次のようにする. まずこの段階での議論にあらわれる関数はすべて表 2 の最上横らんにあられており, これにつづく横らんに議論に必要な式がすべて示されていることに注意する. また実さいの計算に用いる (B.22), (B.23) の係数は B 論文の 264, 265 ページに示されている. たとえば表 2 の第 2 式, 第 6 式, 第 10 式から, 関数  $S_{n-5}{}^{2c}$  が  $\bar{T}_{n-4}{}^0$  によつて, 関数  $S_{n-3}{}^{2c}$  が  $\bar{T}_{n-4}{}^0$ ,  $\bar{T}_{n-2}{}^0$  によつて, 関数  $S_{n-1}{}^{2c}$  が  $\bar{T}_{n-2}{}^0$ ,  $\bar{T}_n{}^0$  によつて次のようにあらわされることがわかる.

$$\begin{aligned} S_{n-5}{}^{2c} &= -18 \frac{Q_S}{Q_T} \frac{\bar{T}_{n-4}{}^0}{(n-4)(n-5)(2n-7)}, \\ S_{n-3}{}^{2c} &= \frac{18Q_S}{Q_T(n-2)(n-3)} \left\{ -\frac{\bar{T}_{n-2}{}^0}{(2n-3)} + \frac{\bar{T}_{n-4}{}^0}{(2n-7)} \right\}, \\ S_{n-1}{}^{2c} &= \frac{18Q_S}{Q_T n(n-1)} \left\{ -\frac{\bar{T}_n{}^0}{(2n+1)} + \frac{\bar{T}_{n-2}{}^0}{(2n+1)} \right\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここに  $Q_S$ ,  $Q_T$  はある  $r$  の関数であるが, その具体的な形は今のところ問題にしなくてよい. 次に表 2 の第 4 式, 第 8 式, 第 12 式から, 次のような関係がえられる.

$$\begin{aligned} 2Q_T T_{n-4}{}^{2S} &= \frac{(n-5)(n-6)}{(2n-9)} \left( \dot{Q}_T - 2 \frac{Q_T}{r} \right) S_{n-5}{}^{2c} \\ &\quad + \frac{18}{(n-4)(n-3)(2n-5)(2n-9)} \left[ 2(n^2-7n+9)Q_S \dot{\bar{T}}_{n-4}{}^0 \right. \\ &\quad \left. + \left\{ 3(n-2)(n-5)\dot{Q}_S - 4(n^2-7n+9)\frac{Q_S}{r} \right\} \bar{T}_{n-4}{}^0 \right] \\ &\quad - \frac{(n-2)(n-1)}{(2n-5)} \left( \dot{Q}_T - 2 \frac{Q_T}{r} \right) S_{n-3}{}^{2c} \\ &\quad - \frac{6(n-1)}{(n-3)(2n-3)(2n-5)} \left\{ 3Q_S \dot{\bar{T}}_{n-2}{}^0 + \left( n\dot{Q}_S - 6\frac{Q_S}{r} \right) \bar{T}_{n-2}{}^0 \right\}, \\ 2Q_T T_{n-2}{}^{2S} &= -\frac{6(n-4)}{(n-2)(2n-7)(2n-5)} \left[ 3Q_S \dot{\bar{T}}_{n-4}{}^0 - \left\{ (n-5)\dot{Q}_S + 6\frac{Q_S}{r} \right\} \bar{T}_{n-4}{}^0 \right] \\ &\quad + \frac{(n-3)(n-4)}{(2n-5)} \left( \dot{Q}_T - 2 \frac{Q_T}{r} \right) S_{n-3}{}^{2c} \\ &\quad + \frac{18}{(n-2)(n-1)(2n-1)(2n-5)} \left[ 2(n^2-3n-1)Q_S \dot{\bar{T}}_{n-2}{}^0 \right. \\ &\quad \left. + \left\{ 3n(n-3)\dot{Q}_S - 4(n^2-3n-1)\frac{Q_S}{r} \right\} \bar{T}_{n-2}{}^0 \right] \\ &\quad - \frac{n(n+1)}{(2n-1)} \left( \dot{Q}_T - 2 \frac{Q_T}{r} \right) S_{n-1}{}^{2c} \\ &\quad - \frac{6(n+1)}{(n-1)(2n+1)(2n-1)} \left[ 3Q_S \dot{\bar{T}}_n{}^0 + \left\{ (n+2)\dot{Q}_S - 6\frac{Q_S}{r} \right\} \bar{T}_n{}^0 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
2Q_r T_n^{2s} = & -\frac{6(n-2)}{n(2n-3)(2n-1)} \left[ 3Q_s \dot{\bar{T}}_{n-2}^0 - \left\{ (n-3)\dot{Q}_s + 6\frac{Q_s}{r} \right\} \bar{T}_{n-2}^0 \right] \\
& + \frac{(n-1)(n-2)}{(2n-1)} \left( \dot{Q}_r - 2\frac{Q_r}{r} \right) S_{n-1}^{2c} \\
& + \frac{18}{n(n+1)(2n+3)(2n-1)} \left[ 2(n^2+n-3)Q_s \dot{\bar{T}}_n^0 + \left\{ 3(n+2)(n-1)\dot{Q}_s \right. \right. \\
& \left. \left. - 4(n^2+n-3)\frac{Q_s}{r} \right\} \bar{T}_n^0 \right] \quad (3.3)
\end{aligned}$$

ただしここに  $\dot{Q}_r = \frac{dQ_r(r)}{dr}$ ,  $\dot{\bar{T}}_n^0 = \frac{d\bar{T}_n^0}{dr}$ , ... である. さらに第2表の第5式から次の式がえられる.

$$\begin{aligned}
V^{-1} \{ r^2 \ddot{S}_{n-3}^0 - (n-3)(n-2)S_{n-3}^0 \} = & \frac{3(n-4)(n-5)^2(n-6)}{(2n-9)(2n-7)} \{ 3Q_s \dot{S}_{n-5}^{2c} - (n-4)\dot{Q}_s S_{n-5}^{2c} \} \\
& + \frac{18(n-4)(n-5)}{(2n-7)} Q_s T_{n-4}^{2s} - \frac{9(n-1)(n-4)}{(2n-3)(2n-7)} \{ 2(n^2-5n+3)Q_s \dot{S}_{n-3}^{2c} \\
& - (n-3)(n-2)\dot{Q}_s S_{n-3}^{2c} \} - \frac{18n(n-1)}{(2n-3)} Q_s T_{n-2}^{2s} \\
& + \frac{3(n-1)n^2(n+1)}{(2n-3)(2n-1)} \{ 3Q_s \dot{S}_{n-1}^{2c} + (n-1)\dot{Q}_s S_{n-1}^{2c} \} \quad (3.4)
\end{aligned}$$

(3.2) を (3.3) に代入すると  $T_{n-4}^{2s}$ ,  $T_{n-2}^{2s}$ ,  $T_n^{2s}$  が  $\bar{T}_{n-4}^0$ ,  $\bar{T}_{n-2}^0$ ,  $\bar{T}_n^0$  及びその微係数であらわされる. この結果及び (3.2) を (3.4) の右辺に代入すれば, 右辺が  $\bar{T}_{n-4}^0$ ,  $\bar{T}_{n-2}^0$ ,  $\bar{T}_n^0$  及びその微係数であらわされるはずである. ところでその右辺の  $\dot{\bar{T}}_{n-4}^0$ ,  $\bar{T}_{n-4}^0$ ,  $\dot{\bar{T}}_{n-2}^0$ ,  $\bar{T}_{n-2}^0$ ,  $\dot{\bar{T}}_n^0$ ,  $\bar{T}_n^0$  の係数を別々に計算すると, これらがすべて0になつてしまう. すなわち (3.4) は

$$r^2 \ddot{S}_{n-3}^0 - (n-3)(n-2)S_{n-3}^0 = 0 \quad (3.5)$$

となるのである. (T.3.5) におけると同様にして, これから

$$S_{n-3}^0 \equiv 0 \quad (3.6)$$

がえられる. この結果を第2表の第3式に代入すると

$$r^2 \ddot{\bar{T}}_{n-4}^0 - (n-4)(n-3)\bar{T}_{n-4}^0 = 0 \quad \therefore T_{n-4}^0 \equiv 0 \quad (3.7)$$

となり, ついで第2式及び第1式から

$$S_{n-5}^{2c} \equiv 0, \quad T_{n-6}^{2s} \equiv 0 \quad (3.8)$$

がえられる. かくて目的とする証明がおわる.

#### § 4.

ダイナモ問題にあらわれる磁場の次数(degree)が最高  $n$  であり, かつトロイダルな流体運動



がポロイダルなそれより大変大きい場合には、0 にならないで残る磁場が  $T_{n-4}^{2S}$ ,  $S_{n-3}^{2c}$ ,  $\bar{T}_{n-2}^0$ ,  $T_{n-2}^{2S}$ ,  $S_{n-1}^0$ ,  $S_{n-1}^{2c}$ ,  $\bar{T}_n^0$ ,  $T_n^{2S}$  の 8 つにかぎられることは、前節に証明した。ところでこのようにして残つた 8 つの磁場に関する方程式を整理すると、結局  $\bar{T}_n^0$  に関する 4 階の微分方程式がえられる。そのことは次のようにして証明される。まず表 2 の第 9 番目の方程式から

$$\begin{aligned} V^{-1}\{r^2\ddot{S}_{n-1}^0(n-1)-nS_{n-1}^0\} &= \frac{3(n-2)(n-3)^2(n-4)}{(2n-3)(2n-5)}\{3Q_S\dot{S}_{n-3}^{2c}-(n-2)\dot{Q}_S S_{n-3}^{2c}\} \\ &+ \frac{18(n-2)(n-3)}{(2n-3)}Q_S T_{n-2}^{2S} - \frac{9(n+1)(n-2)}{(2n+1)(2n-3)}\{2(n^2-n-3)Q_S\dot{S}_{n-1}^{2c} \\ &-n(n-1)\dot{Q}_S S_{n-1}^{2c}\} - \frac{18(n+2)(n+1)}{(2n+1)}Q_S T_n^{2S} \end{aligned} \quad (4.1)$$

なる方程式がえられる。(3.2), (3.3) を用いると、(4.1) の右辺は  $\bar{T}_{n-4}^0$ ,  $\bar{T}_{n-2}^0$ ,  $\bar{T}_n^0$  及びその微係数であらわされる。ところで (3.7) により  $\bar{T}_{n-4}^0 \equiv 0$  となるから、これに関する部分は考えなくてよい。ついで  $\bar{T}_{n-2}^0$  及び  $\dot{\bar{T}}_{n-2}^0$  の係数を計算すると、これらがすべて 0 になってしまう。かくて (4.1) の右辺は  $\bar{T}_n^0$  及び  $\dot{\bar{T}}_n^0$  に関する部分のみとなり、次のような式がえられる。

$$\begin{aligned} V^{-1}\{r^2\ddot{S}_{n-1}^0-(n-1)nS_{n-1}^0\} &= \frac{Q_S^2}{Q_T}\dot{\bar{T}}_n^0 \left\{ -\frac{162(4n^4+12n^3-13n^2-33n+13)}{(2n+1)^2(2n+3)(2n-3)(2n-1)} \right\} \\ &+ \frac{Q_S}{Q_T}\bar{T}_n^0 \left\{ -\frac{54(n+2)(2n^3+13n^2+17n-12)}{(2n+1)^2(2n+3)(2n-1)}\dot{Q}_S \right. \\ &\left. + \frac{324(n+2)(n+3)}{(2n+1)^2(2n+3)}\frac{Q_S}{r} \right\} \end{aligned} \quad (4.2)$$

また表 2 の第 11 式から次の関係がえられる。

$$V^{-1}\{r^2\ddot{\bar{T}}_n^0-n(n+1)\bar{T}_n^0\} = -\frac{(n-1)n}{(2n-1)}\left(\dot{Q}_T-2\frac{Q_T}{r}\right)S_{n-1}^0 \quad (4.3)$$

表 1 の対応関係を利用すると、(4.2), (4.3) と (2.1) が同等であることがわかる。(2.1) から (T.3.14) すなわち  $\bar{T}_n^0$  に関する 4 階の微分方程式がえられることは明らかであろう。

## § 5.

§ 3 及び § 4 における議論では、磁場が時間に無関係すなわち定常的であると仮定した。

あるいは定常的であるための条件を求めたといつてもよい。もちろん流体運動の場の方は、最初から定常的であると仮定している。ここ数年来われわれの行つてきた研究の結果をせじつめれば、次のようになる。「定常的であると仮定した流体運動の大きさが適当であれば、それによつて磁場を定常的にたもつことができる」。ただこのような定常ダイナモを実験室で実

現することは不可能である。われわれのえた結論によれば、 $\kappa$  を流体の比電気伝導度(e.m.u.),  $a$  を実験装置の代表的な長さ(cm),  $v$  を流体運動速度(cm/sec) とするとき,  $4\pi\kappa av \sim 10^2$  であれば磁場が定常にたもたれる。水銀くらいの  $\kappa \sim 10^6$  のものを  $a \sim 10$  くらいのいれものにいれて, 定常ダイナモをつくるには  $v \sim 10^6 = 10 \text{ km/sec}$  くらいの流体運動が必要になる。逆に実験室で手におえるくらいの  $v$  を用いようとすれば, 地球くらいの大きさのいれものを要するであろう。これではとても定常ダイナモを地上に実現することは不可能である。しかし筆者らの考えでは, やや間接的な方法によつて, ダイナモ理論を実験的に検討することができると思う。遠くない将来に, すぐれた実験設備をもつたどこかの研究室で, 次のような実験が行われると思う。最初何とかしてつくりあげた磁場も, そのまま放置すれば減衰してしまう。これは現象論的にみれば **free decay** の問題であり, エネルギー論的にみれば電磁場のエネルギーからジュール熱へのうつりかわりの問題である。ここでモーターその他を用いて導体の流体を駆動する。磁場の流体運動への反作用その他にうちかつて, 流体運動は常に定常的になるようにする。このとき流体運動の型が適当であれば, 流体運動は磁場の減衰を妨げるであろう。流体運動の型及び大きさが適当であれば, 磁場を定常的にたもつことすら可能であるという先にわれわれのえた結果は, このことを暗示している。すなわち流体運動の大きさを大きくすればするほど, 磁場の減衰は小さくなり, 遂に流体運動の大きさがある値になれば, 減衰=0, すなわち定常的な磁場がえられるであろう。さらに流体運動の大きさを大きくすれば, 磁場を増幅することすら可能であろう。可能といつても理論的に可能なだけで, 磁場を増幅するような流体運動を実験室で実現することは, 上にのべた定常ダイナモを実現することよりさらに困難である。実験室で検証できそうに思われるのは, 上に予想した結果の一つ, すなわち流体運動を 0 からだんだん大きくしてゆくと, 磁場は **free decay** の状態から, だんだん減衰が小さくなるだろうという結果である。

こういうことを念頭において, 次のような問題を考える。今までと同様に流体運動は定常とし, またトロイダルな流れがポロイダルな流れより大変大きい, すなわち  $\varepsilon \rightarrow \infty$  と仮定する。このとき §3 及び §4 の議論はどのように変わるだろうか。もちろん今度は一般に磁場は定常的でないから, (B.22), (B.23) の  $r^2 \frac{\partial S_\gamma}{\partial t}$ ,  $r^2 \frac{\partial T_\gamma}{\partial t}$  のような項を考慮しなければならない。しかし (3.1) の前後で行つた各磁場の大きさのみつもりは前と変らない。(3.2), (3.3) の式も変らない。(3.4) の式の左辺の { } 内には  $-r^2 \frac{\partial S_{n-3}^0}{\partial t}$  なる項が加れるであろう。(3.4) の右辺は前と同様にして 0 となり

$$\frac{\partial S_{n-3}^0}{\partial t} = \ddot{S}_{n-3}^0 - \frac{(n-3)(n-2)}{r^2} S_{n-3}^0 \quad (5.1)$$

なる式がえられる。これは  $S_{n-3}^0$  場の free decay の方程式に他ならない。すなわち (5.1) の  $S_{n-3}^0$  は時間とともに減衰する。これを

$$S_{n-3}^0 \rightarrow 0 \quad (t \rightarrow \infty) \quad (5.2)$$

とするすことにする。同様にして (3.7) に対応して

$$\bar{T}_{n-4}^0 \rightarrow 0 \quad (5.3)$$

がえられ、また (3.8) に対応して

$$S_{n-5}^{2c}, \quad T_{n-6}^{2S} \rightarrow 0 \quad (5.4)$$

がえられる。§3 で用いた数学的帰納法の  $n=n-2$  段階では (5.2), (5.3), (5.4) と類似の

$$T_{n-8}^{2S}, \quad \bar{S}_{n-7}^{2c}, \quad \bar{T}_{n-6}^0, \quad S_{n-5}^0 \rightarrow 0 \quad (5.5)$$

なる関係がなりたつていはずである。上の議論では (5.5) の函数が全部 0 であるかのように考えているが、これは大きなまちがいはならないであろう。(5.5) のように考えれば、たとえば (5.1) は

$$\frac{\partial S_{n-3}^0}{\partial t} - \dot{S}_{n-3}^0 + \frac{(n-3)(n-2)}{r^2} S_{n-3}^0 \rightarrow 0 \quad (5.6)$$

となるが、これからえられる結論は (5.2) と同じ  $S_{n-3}^0 \rightarrow 0$  である。

全く同様にして、(4.2), (4.3) に対応した次の結果がえられる。まず (4.2), (4.3) の左辺の  $\{ \}$  内に  $-r^2 \frac{\partial S_{n-1}^0}{\partial t}$ ,  $-r^2 \frac{\partial \bar{T}_{n-1}^0}{\partial t}$  なる項が加わる。また (4.2), (4.3) の等号 = のかわりに  $\rightarrow$  としなければならぬ。すなわち各式の両辺が等しいという関係は、 $t \rightarrow \infty$  とともになりたつ。しかしこのような系の時間的特性は、両辺を等しいとおいた式を用いて十分に論じられると思う。実さい問題としては  $t=0$  から free decay time に相当したある時間だけ経過した後には、各式の両辺を等しいとおいてよいのだから。このような議論を、次の機会に行いたいと思つている。

#### 参 考 文 献

- (1) 竹内 均: The dynamo theory of the earth's main magnetic field. J. Phys. Earth **4** (1956), 11.
- (2) 竹内 均, 島津康男: On a self-exciting process in magneto-hydrodynamics. J. Phys. Earth. **1** (1952), 1
- (3) 同上 (II) J. Phys. Earth. **1** (1952), 57.
- (4) 同上 (III) J. Phys. Earth. **2** (1953), 5.
- (5) 同上 J. Geophys. Res. **58** (1953), 497.
- (6) E. C. Bullard and H. Gellman. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. Phil. Trans. Roy. Soc. London. **247** (1954), 213.



# 1709(康熙48)年寧夏省中衛県大地震

金沢大学法文学部 慶 松 光 雄

(昭和 31 年 9 月 3 日受理)

## The Chungwei-hsien\* Great Earthquake, 1709.

Mitsuo Keimatsu

Faculty of Law and Literature, Kanazawa University.

(Received Sept. 3, 1956)

The first shock is recorded to have occurred about 8 a.m. 14 October, 1709. The map on page 152 shows best the whole character of this earthquake. Every place marked by ⊕ or ○ is based on reliable documents respectively. The circles denoting isoseismals in Japanese intensity scale are those corresponding to the magnitude  $M_k=6.5$  or  $M=8.1$  ( $h \approx 80$  k.m.). The longest epicentral distance is 864 k.m., to Pu-hsien, Shantung Province.

The most heavily damaged place was Chungwei-hsien, where the city walls, buildings, including the neighbouring Great Wall, were all collapsed, and moreover the land-slide happened, the river flooded, the water gushed from the earth as deep as above the knees, the water in wells sprang up some feet high, and the dead from pressure numbered more than two thousands. The damages were also seen everywhere in Ninghsia Province and in some places in Kansu. In Chungwei-hsien, the aftershocks were continuously felt over fifty days and dwindled more than one year, and their record, from ten days to three months, are found in many places within the whole disturbed area.

### 緒 言

表題「中衛県大地震」は、最大被害地の名をとつて私が仮称したものに過ぎない。この地震の寧夏地震史上に於ける位置づけは、金沢大学法文学部 紀要・哲史篇第4(1556年11月刊行)の拙稿「寧夏地震略史並びに年表」に明かにして置いた。要するに寧夏省の歴史的地震の中、個別的な大地震の全貌を明らかにし得るという点から言えば、これと1739(乾隆3)年新渠・宝豊県大地震(本誌に投稿済)が最も貴重なものである。以上あわせて高覧を希い度い。

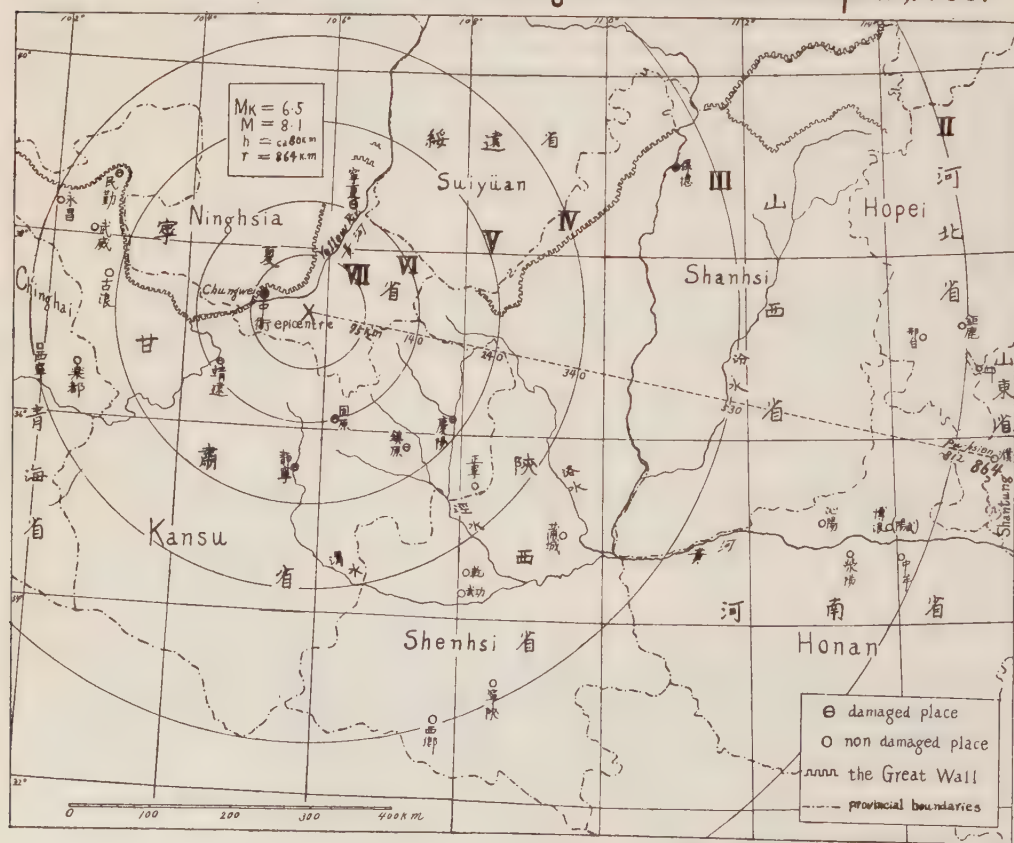
### 発 震 時

康熙48年9月12日(1709年10月14日)にかけて発震時刻を記したと認められる10の資料を、時刻によつて分けると、辰時6、巳時3、申時1の割合になる。かくの如く数の上でも辰時が最も多く、而も震央に近い最大被害地の記録がこれに一致するので、この地震の発震時を

\* hsien means Chinese district.

辰時と決定してよいと思う。辰時とは今の8時に当るが、7時から9時までの間を含むと考えてよい。辰時に次いで多いのは巳時である。巳時は10時に当るが、先の辰時に続く時刻で、9時から11時までを含むものである。10の資料の中、辰時の6に対し巳時が3あり、この史料も相当信憑す可きものに思われるが、両者の関係を如何に考う可きであろう。これに対して、震央から約400 k.m離れた陝西省武功県の雍正12年(1734)編纂にかかる県志が解決の手がかりを与えてくれるように思われるのは興味深い。それには「康熙四十八年九月十二日辰時地震、巳時又震」とある。これは恐らく「辰時」に初動を感じ、次で「巳時」に又はつくり感じられる余震があつたことを意味するに違いない。想像を許されるなら、巳時の余震は初動に次いで強いもので、或る場所では辰時のものを記さず、この方を記すというようなこともあつたのではなかろうか。震央に最も近い最大被害地、中衛県に於ける余震記録は、初動後連震50余日に及ぶ大小余震の頻発を伝えているのが併せ考えられる。「辰、巳」以外の史料としては只一つ、陝西省西郷県の「申時」というのがあるだけである。申時は16時(15—17時)に当り、これだけ

### The Whole Disturbed Area of the Chungwei-hsien Great Earthquake, 1709.



が辰・巳とかけ離れている。これを如何に解す可きか。同じ日に、問題の大地震とは別に、西郷県附近に起つた局地地震とも、大地震に続いて起つた頻々たる余震の一つとも、或はまた記録の誤りとも、色々な解釈を与え得よう。併し、少くとも先の辰時・巳時を排して、この申時を以て発震時に当てることは許されぬ所であろう。

### 大きさ、震度、被害

「震域図」及び後掲「各地状況一覧表」に凡てを尽しているが、今一応ここに再録すると、 $M_K=6.5$ ,  $M=8.1$ ,  $h=Ca\ 80\text{ k.m.}$ ,  $r=864\text{ k.m.}$  [推定震央(寧夏省中衛・同化両県中央附近)より山東省濮県に至る]。史料を以て確証し得る有感震域だけでも、青海省東境一部・甘肅省東半部・寧夏省東南部・陝西省大部・山西省北西端部・河南省黃河流域・河北省南端部・山東省西境一部、以上 8 省に亘る非常に大きなものである。最大被害地、中衛県の状況は後の「表」に詳しいが、建造物の全壊、地水の湧溢、圧死者 2000 余人などが眼立つている。なお 1739 年大地震の方がこれに較べると、 $M_K=6.3$ ,  $M=8.0$  とやや小さいにもかかわらず、被害は数等大きい。そのことについては、1739 年大地震についての記述に譲り度い。

### 前震及び余震

前震については見る可き資料を発見し得ない。余震は各地状況一覧表に明かである。やはり最大被害地、中衛県に於けるそれが最も著しく、連震 50 余日、爾後更に年余に及ぶものを見る。その外「旬余乃ち止む」とか「明年正月乃ち息む(余震 3 ケ月半)」とかいう記事は、各地に於ける余震を証するに十分であろう。

### 各地状況一覧表

原史料冒頭にある康熙四十八年の 6 字は引用に当り殆んどこれを省略した。従つて各記事の初めにこの 6 字を補つて読まれたい。同一地震に対して史料が二つ以上ある場合には \* 印を以て記事を摘出した史料を示す。

県名	省名	震 度	記 事 摘 要	史 料
中衛	寧夏	VII	九月十二日、辰時、地大いに震う。初め大声あり、西北より来たる、轟轟雷の如し。官舎・民房・城垣(県城の城壁)・辺牆(長城)皆傾き、河南(黄河の右岸)の各堡を覆えず、平地に水溢れ、裸(大腿骨)を没し、魚遊ぶあり。大石を推し出すに合い抱くものあり。井水激射し高く出ること数尺。男婦二千余口を圧死す。これより連震五十余日、勢い稍く減ずと雖も、然も猶お日夜十余次、或は二三次、人々おおむね露棲(野宿)す。年余を過ぎ始めて定まる。	* 乾隆 26 中衛県志、乾隆 45 寧夏府志、民国 15 朔方道志、民国 24 鎮原県志、清史稿。



			安慶寺碑に云う。嘉靖四十年六月十四日(1561年8月4日)、地大いに震い、山崩れ、川決し、城舎皆圯る。安慶寺の永寿塔其の半ばを頽す。のち慶王重修す。康熙四十八年に至り地震い、塔復た其の半ばを崩す。[万曆8年(1580)14層の高塔完成、以てここに至れるものの如し]	
寧夏	"	"	九月、寧夏地震。[卷22雜記]海宝塔、振武門外にあり。始建いつなるやを知らず。五代の赫連勃勃(381—425)重修す。康熙四十八年、地震い、其の顛(いただき)の四層を頽す。次年、僧・照林募修す。乾隆三年(1739)、地震い、塔廢す。[卷6壇廟]	* 乾隆45寧夏府志、民国15朔方道志、清史稿。
靖遠	甘肅	VI~V	九月十二日、靖遠大震、民舍二千余間を塌し、城牆倒ること六百六十余丈、居民を圧斃すること甚だ多し。	清史稿
靜寧	"	"	秋九月十二日、地大いに震い、雷の如し。城垣多く傾く。	乾隆11靜寧州志
固原	"	"	九月十二日、涼州(武威県)・西寧・固原・寧夏・中衛地震い、人を傷く。	清史稿
鎮原	"	"	九月十三(二)日地大に震う。房を壊壊し、人畜を傷く。旬余乃ち止む。	* 嘉慶8・道光27鎮原県志
慶陽	"	"	九月十二日、巳時、地震い、声有り。北より南し、ついで南より北す。連動すること二次。城垣多く倒るるも人物は傷かず。以後日夜の間偶譚(時たま)微動し、明年正月に至り始めて息む。	乾隆26慶陽府志
永昌	"	V~IV	九月十二日、地震、雷の如し。	嘉慶21永昌県志
民勤	"	"	九月十二日、辰時、地震。或は動き或は静か、旬日余乃ち安し。城壁まま倒落するあるも、民居は大概つつがなし。	* 乾隆14・道光5鎮番(現称民勤)県志
武威	"	"	九月十二日、地震、雷の如し。	* 乾隆14武威県志、乾隆14永昌県志、清史稿。
古浪	"	"	九月十二日、地震。	乾隆14古浪県志
西寧	青海	"	九月十二日、西寧・碾伯(楽都)地震。	* 乾隆27西寧府志、清史稿。
楽都	"	"	(同 上)	乾隆27西寧府志
正寧	甘肅	"	九月、地震。明年正月に至り乃ち息む。	乾隆28正寧県志
乾	陝西	"	康熙四十八年地大いに震う。	* 雍正3乾州志、光緒10乾州志稿、乾隆56・光緒10永寿県志。
武功	"	IV~III	九月十二日、辰時、地震。巳時、又た震う。	雍正12武功県志
蒲城	"	"	九月十一月(十一は十二、月は日の誤り)、辰時、又た震う。亦た未だ人を傷けず。	康熙56蒲城県志
西郷	"	"	九月十二日、申時、西郷県地震。	嘉慶19漢南統修郡志
寧陝	"	"	康熙四十七(八)年、九月十二日、地震、声有り。	道光9寧陝府志
保德	山西	"	九月十二、地震。房屋動搖、城垣の堅固ならざるもの多く傾塌す。	康熙49保德州志
滎陽	河南	III~II	九月十二日、巳時、地動く。	乾隆12滎陽県志
博浪	"	"	九月内、地震。	* 乾隆9陽武(現称博浪)県志、乾隆54懷慶府志。

中牟	"	"	九月十二日，地震。	* 乾隆19・同治9中牟県志。
邢台	河北	"	九月，地震。	乾隆15順德府（現称邢台県）志
鉅鹿	"	"	九月十三（？二）日，辰刻，地震。	光緒12鉅鹿県志
邱	山東	II ~ I	九月十二日，巳時，地震。	乾隆47邱県志
濮	"	"	九月，復た震う。	宣統1濮州志

## 附 記

「震域全図」上の寧朔県（寧夏県西方）は、この大地震後に移された位置を示す。現在同県は更に寧夏県の南方、靈武県西北対岸、黄河流域沿いに存するようである。

# 弾性地盤上に建つ建築物の振動

東京大学地震研究所 佐藤 泰夫・山口 林造

(昭和 31 年 9 月 4 日受理)

## Vibration of Buildings on the Ground

Yasuo SATÔ and Rinzo YAMAGUCHI

Earthquake Research Institute, Tokyo University

(Received Sept. 4, 1956)

1. In this paper, we would like to deal with the vibration of buildings standing on the surface of a semi-infinite homogeneous elastic solid. As the following investigation shows, a remarkable fact is involved in the present problem, namely, the fact that the motion of buildings is affected by the existence of elastic base and the elastic base by that of buildings.

To the analysis of this phenomenon we applied the theory developed by I. Toriumi. Consequently the assumption he used is also adopted in the present paper. The authors' hearty thanks are due to him to which we owe very much.

2. Vertical motion. When the incident wave is a purely vertical harmonic oscillation traveling in the direction perpendicular to the free surface, the problem may be solved by the process explained in Fig. 1. The amplitude and phase-lag of the building oscillation are given by the formula (3.8) and Fig. 2 and Fig. 3, where  $S_0 = (\rho_0/\rho) \cdot (l_0/r_0)$  is used as a parameter. Since the ratio of densities of the building and the ground does not differ much from 1/4,  $S_0$  may be approximately determined by the geometrical configuration of a building only. We find it is nearly equal to  $l_0/4r_0 = 1/4\beta$ . The graph of the amplitude is similar to that of the magnification of a seismometer. Fig. 4 shows that the value of the maximum amplitude is considerably smaller than in the case of rocking or horizontal motions.

3. Rocking motion. When a wave of purely horizontal oscillation is incident upon the surface where a rigid cylindrical building is standing, a rocking motion is induced. Fig. 5 and Fig. 6 explain the process by which the analysis is performed. The results are shown in Fig. 7—Fig. 15. Fig. 7 and Fig. 8 give the amplitude and the phase-lag of the horizontal displacement of the center of gravity. If the displacement of the building is same with that of the ground,  $X$  becomes unity. In Fig. 9 and Fig. 10, the resonance amplitude and the corresponding frequency are given. The amplitude and the phase-lag of the center of gravity for the angular motion can be seen in Fig. 11 and Fig. 12, and its resonance amplitude is shown in Fig. 13. If the center of gravity remains still,  $Y' = -1$ . Parameter in the figures are the same with those adopted in the former case.

Since the waves are incident upon the surface, it is natural for the base of the building to move accordingly. However, the motion of the ground is also affected by the existence of the building. The results of the calculation of this effect are given in Fig. 14 and Fig. 15, which show the amplitude and the phase-lag of the additional displacement of the center of the base. We must notice the fact that seismometers installed at the basement do not record the same motion with those installed where the building is absent.

4. Horizontal motion. Next, we shall consider the horizontal vibration of a building assuming a model of one-mass system. (See Fig. 16.) The process of the calculation is illustrated in Fig. 17, and the analytical expression of the motion of the center of gravity



is expressed by Eq. (5.13). The results are given in Fig. 18 and Fig. 19. Fig. 20 gives the horizontal displacement of the center of the base. In this figure, the interesting fact is that the curves all meet at a point on the  $a_0$ -axis. This point ( $a_0=1$ ) gives the condition of resonance, which is shown in Eq. (5.19). Fig. 21 shows the maximum amplitude. In this figure we used  $S_0$  as a parameter, the values of which are assumed to be 0.3, 0.4 and 0.5, which represent fairly well buildings with different heights. (We assumed that the building has no damping and  $\nu=1$ .)

Fig. 22 gives the apparent damping coefficient when the building itself is without damping. On the analogy of the magnification of a seismograph we used a simple formula, that is, (apparent damping coefficient)  $= 1/(2 \times \text{maximum magnification})$ . (cf. (5.22))

Fig. 23 shows the resonance frequency as a function of  $1/\sqrt{2} = (\mu/\rho)/(n^2 r_c^2)$ . In Fig. 24, we can easily see that at the state of resonance the period of incident waves is nearly equal to but slightly larger than that of the building. When  $1/\sqrt{2}$  is large, or in other words when the rigidity of the ground is large, the coincidence becomes perfect.

5. Factors that affect the maximum magnification. In this section, the factors (density, rigidity, the geometrical configuration of building, etc.) that affect the maximum magnification are treated by the method of dimensions.

In the previous sections, we saw that the amplitude of buildings takes different value according to the various values of the period of incident waves. When there is a maximum in this curve, we denote it by  $V_{\max}$ .

If we assume the building to be a rigid body, it has no unique frequency and  $V_{\max}$  is the function of  $m_0, r_0, l_0; \rho, \mu, p$ . Since  $\mu$  and  $p$  are the only quantities that have to do with time, they must be involved as  $p/V\mu$  or  $a_0 = pr_0/V\sqrt{\mu/\rho}$ . Consequently, we can easily conclude that  $\mu$  does not affect  $V_{\max}$  directly, but only indirectly through  $a_0$ . Of course, this does not apply when the building has a unique period.

6. Actual example. Lastly, an actual example of a building is given, the elements of which are presented in Fig. 25 and Table I. In the same table the range of variables used in the analysis of this paper is also shown.

## § 1. 緒 言

最近建築物の振動について活発な研究が行はれる一方、これに及ぼす地盤の影響についても、多くの論議がなされてゐる。本文は地盤と建築物とを別々に扱ふ従来の方法をすて、それらを一体の振動系と考へて、その振動性能を求めやうとするものである。主要な部分はさきに鳥海氏によつて詳細な計算が行はれてゐるので<sup>1)</sup>、これを借用することにする。従つて建物は円柱状と考へ、更に底面での力の作用のしかたも、同氏がとられた仮定——上下及び水平動の場合には円内で応力一定、外部では 0、ロッキングの時には円内では  $x$  に比例する応力、外では 0——がそのまま成立つものとする。又、地震波は鉛直下方から純粹の上下又は水平動が入射するものとして計算を進める。

## § 2. 記 号

記号は、鳥海氏の使用されたものはなるべくそのまま使用することにしたが、新たにつけ加へるべきものもあるので、一括してこれを下に示す。

$$A = 2\mu\pi r_0 / (f_{1H} + if_{2H}). \quad \text{cf. (4.6)}$$

$A'$	$= A/m_0 p^2$ . cf. (4.17)
$A_V, A_H$	入射地震波. 上下動及び水平動の振巾.
$a_0$	$= p r_0 \sqrt{\rho/\mu} = p r_0 / V_s = 2\pi r_0 / (S \text{ 波の波長})$ .
$a_{0\text{MAX}}$	極大の倍率を与える $a_0$ の値.
$B$	$= \frac{\mu \pi r_0^3}{4} / (f_{1R} + i f_{2R})$ . cf. (4.11)
$B'$	$= B/m_0 p^2 l_0^2$ . cf. (4.17)
$c$	地震計の強制振動の倍率.
$f_{1H}, f_{2H}$	(4.6) 参照, 鳥海氏の論文中水平動に関する $f_1$ 及び $f_2$ .
$f_{1R}, f_{2R}$	(4.11) 参照, 同上, ロッキングに対するもの.
$f_{1V}, f_{2V}$	(3.4) 参照, 同上, 上下動に関するもの.
$h$	振子の減衰に関する係数. ( $= \varepsilon/n$ )
$h_{\text{apparent}}$	建物のみかけの減衰係数,
$I_0$	建物の慣性能率. (重心の廻りの)
$k_0$	建物の回転半径. ( $= \sqrt{I_0/m_0}$ )
$l_0$	建物の重心迄の高さ.
$m_0$	建物の質量.
$\bar{M}_{z=0}$	建物から地盤に伝達される $z=0$ 面に関する力の能率.
$n$	建物の自己振動数.
$p$	入射波の角振動数.
$Q_H, Q_V$	建物から地盤に伝達される水平及び上下の不平衡力.
$r_0$	建物の半径.
$S$	$= m_0 p^2 / 2\pi \mu r_0$ .
$S_0$	$= S/a_0^2 = (\rho_0/\rho)(l_0/r_0) = (\rho_0/\rho) \cdot \beta$ .
$u$	建物の自由振動数と入射波の振動数との比. ( $= n/p$ )
$U_1$	水平動の入射による自由表面での変位.
$U_G$	ロッキングの場合, 建物底面中心の変位.
$U_D$	水平動の場合, 建物があるために生ずる建物底面中心の附加的な変位.
$U_H$	水平動の場合, 重心の変位.
$U_R$	ロッキングの場合, 重心の水平変位.
$V_{\text{MAX}}$	最大振巾.
$W$	上下動の場合, 重心の変位.

$W_1$	同上, 入射波の自由表面での変位.
$X$	$=\mathfrak{B}_{UR} \cdot \exp(-i\vartheta_{UR})$ .
$Y$	$=\mathfrak{B}_{FR} \cdot \exp(-i\vartheta_{FR})$ .
$Z$	$=\mathfrak{B}_H \cdot \exp(-i\vartheta_H)$ .
$\alpha$	$=k_0/l_0$ .
$\beta$	$=l_0/r_0$ .
$\Gamma_R$	ロッキングの場合, 建物の傾斜角.
$\gamma$	同上 (海鳥氏の記号).
$\lambda, \mu$	地盤の Lamé 常数.
$\nu$	$a_0(n/p)$ , cf. (5.12)
$\rho, \rho_0$	地盤及び建物のみかけの密度.
$\vartheta_V$	上下動の場合, 入射波と建物の振動の位相差. $(=-\arg(W/W_1))$ , cf. (3.2)
$\vartheta_{UR}$	ロッキングの場合, 入射波と重心の変位の位相差. $(=-\arg(U_R/U_1)=-\arg X)$ , cf. (4.2)
$\vartheta_{FR}$	同上, 入射波と建物の回転の位相差. $(=-\arg(\Gamma_R/U_1)=-\arg Y)$ , cf. (4.3)
$\vartheta_H$	水平動の場合, 入射波と重心の変位の位相差. $(=-\arg(U_H/U_1)=-\arg Z)$ cf. (5.1)
$\mathfrak{B}_V$	$= W/W_1 $ , cf. (3.2)
$\mathfrak{B}_{UR}$	$= U_R/U_1 = X $ , cf. (4.2)
$\mathfrak{B}_{FR}$	$= \Gamma_R/U_1 = Y $ , cf. (4.3)
$\mathfrak{B}_H$	$= U_H/U_1 = Z $ , cf. (5.1)

### § 3. 上 下 動

まず鉛直下方から振巾  $A_V$ , 角振動数  $p$  の上下動の波が入射した場合の問題をとく, 考への

筋道は Fig. 1 に示す如きものである.

建物がなければ自由表面での振動は

$$W_1 = 2A_V \exp(ipt) \quad (3.1)$$

この為に生ずる建物の変位を

$$W = 2A_V \exp(ipt) \cdot \mathfrak{B}_V \exp(-i\vartheta_V) \quad (3.2)$$

とおく.  $\mathfrak{B}_V$  及び  $\vartheta_V$  (共に実数) を求めることが我々の目的である.

建物が存在するために附加的に生じた地表面の中心部の変位は

$$W - W_1 = 2A_V \exp(ipt) \cdot \{\mathfrak{B}_V \exp(-i\vartheta_V) - 1\} \quad (3.3)$$

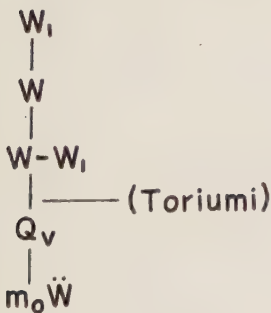


Fig. 1



鳥海氏の理論によれば、地盤に伝達される上下力と基礎中心の上下変位との関係は、( $z$  の負方向への力  $Q_V \exp(ipt)$ , つまり)

力  $-Q_V \exp(ipt)$  に対して,

$$\text{変位} \quad Q_V \exp(ipt) \cdot \frac{1}{\mu\pi r_0} \{f_{1V} + if_{2V}\} \quad (3.4)$$

である。従つて (3.3) で与えられる変位に対応する  $z$  の正方向への力——建物より地盤へ及ぼす——は

$$-(W - W_1) \cdot \mu\pi r_0 / \{f_{1V} + if_{2V}\} \quad (3.5)$$

地盤より建物へ及ぼす力は

$$\begin{aligned} (W - W_1) \cdot \mu\pi r_0 / \{f_{1V} + if_{2V}\} \\ = 2A_V \exp(ipt) \{ \mathfrak{B}_V \exp(-i\vartheta_V) - 1 \} \cdot \mu\pi r_0 / \{f_{1V} + if_{2V}\} \end{aligned} \quad (3.6)$$

となる。

この力が質量  $m_0$  の建物に加速度  $\ddot{W}$  を生ぜしめるのであるから

$$m_0 \ddot{W} = m_0 (-p^2) \cdot 2A_V \exp(ipt) \cdot \mathfrak{B}_V \exp(-i\vartheta_V) \quad (3.7)$$

にひとしい。従つて (3.6), (3.7) を組合せて,

$$\mathfrak{B}_V \exp(-i\vartheta_V) = 1 / [1 + 2a_0^2 S_0 \{f_{1V} + if_{2V}\}] \quad (3.8)$$

ここに

$$S_0 = \frac{1}{a_0^2} \cdot \frac{m_0 p^2}{2\pi\mu r_0} = \frac{1}{a_0^2} S = \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{l_0}{r_0} = \frac{\rho_0}{\rho} \beta$$

$\rho_0, \rho$  はさほど大きく変動する量ではないから,  $S_0$  は  $\beta = l_0/r_0$ , つまり建物の高さと直径の比によつては定まる。パラメータ  $S_0$  を与へれば, (3.8) を用ゐて  $\mathfrak{B}_V, \vartheta_V$  を  $a_0 (= pr_0/V_S = 2\pi r_0/S$  波の波長) の函数として表はす事ができる。但し式中の  $f_{1V}, f_{2V}$  は鳥海氏の論文中上下動に関する  $f_1, f_2$  で, 同論文 Fig. 2 より求める。結果は Fig. 2~Fig. 3 に示す通りである。グラフとしては地震計の倍率曲線にかなり似たものが得られるが,  $\vartheta_V$  にはいくらかの違ひがみられる。Fig. 4 には極大の倍率を  $S_0$  を変数にとつて示す。後との比較のため仮に  $\beta = 4S_0$  とした時の  $\beta$  の値をも横軸に書いたが, 後のロッキング, 水平動にくらべ, 極大倍率はかなり小さい。

#### § 4. ロッキング

次に純粹の水平動——振巾  $A_H$ , 角振動数  $p$ ——が真下から入射した場合を考へる。建物の自己振動は無視しうるとし, 水平動とロッキング両者を考慮に入れて問題をとく, 考への進め方は Fig. 5 に示す。

建物がなければ自由表面  $z=0$  での振動は

$$U_1 = 2 A_H \exp(ipt) \quad (4.1)$$

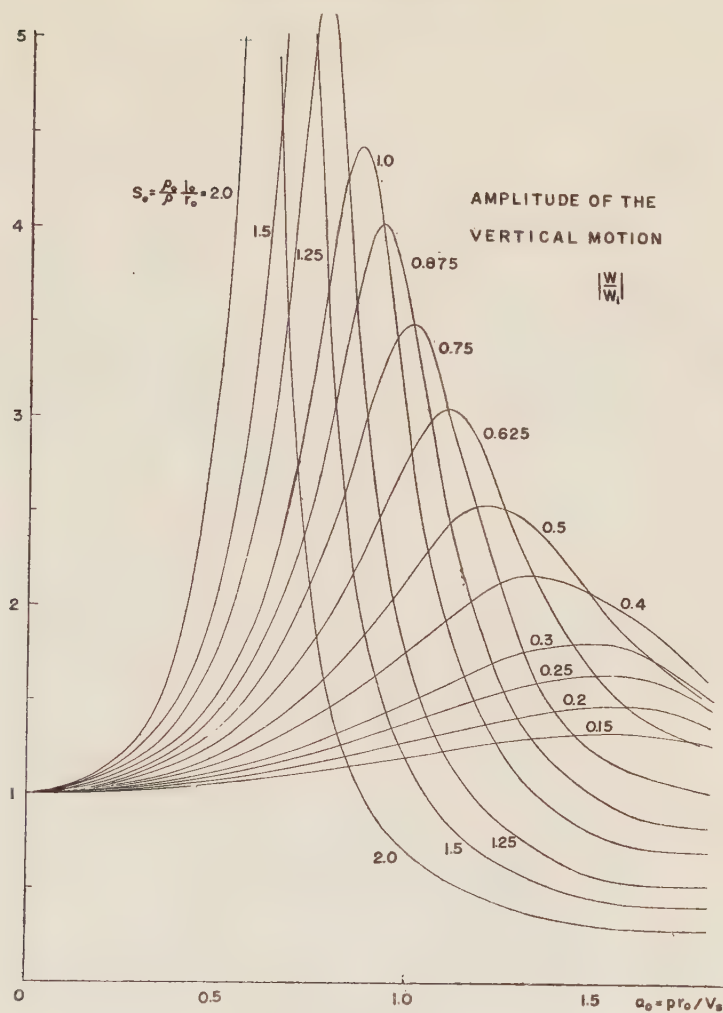


Fig. 2

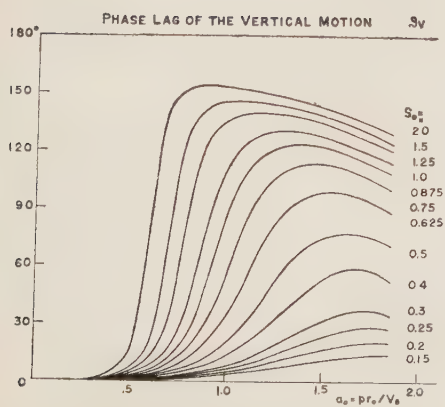


Fig. 3

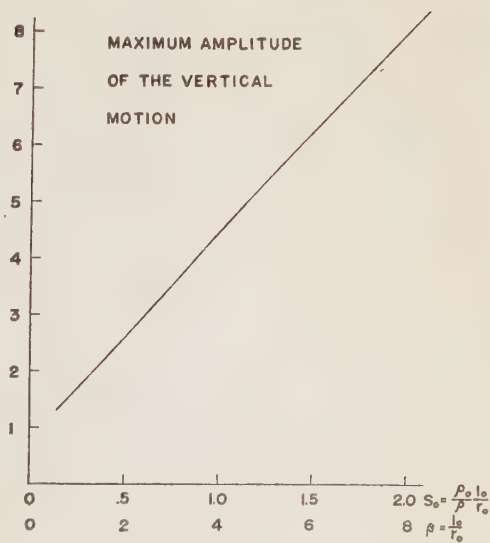


Fig. 4

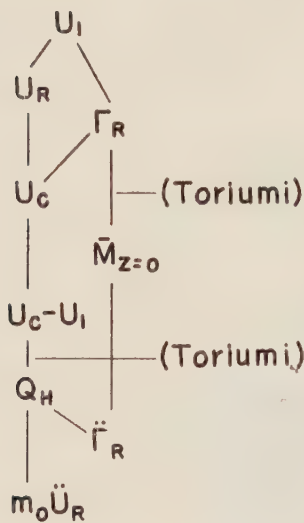


Fig. 5

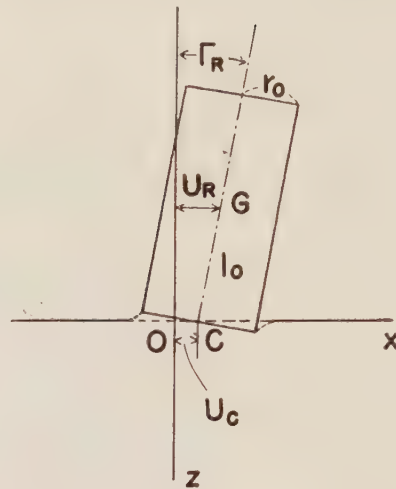


Fig. 6

この波の入射の為に生じた建物の重心の変位  $U_R$  を (Fig. 6 参照)

$$\begin{aligned} U_R &= 2A_H \exp(ipt) \cdot \mathfrak{B}_{UR}(-i\vartheta_{UR}) \\ &\equiv 2A_H \exp(ipt) \cdot X \end{aligned} \quad (4.2)$$

回転角を (時計廻りを正とする)

$$\begin{aligned} \Gamma_R &= 2A_H \exp(ipt) \cdot \mathfrak{B}_{\Gamma R} \exp(-i\vartheta_{\Gamma R}) \\ &\equiv 2A_H \exp(ipt) \cdot Y \end{aligned} \quad (4.3)$$

とかく、図で明かなやうに、底面中心の変位  $U_C$  は

$$\begin{aligned} U_C &= U_R - l_0 \Gamma_R \\ &\equiv 2A_H \exp(ipt) \cdot \{X - l_0 Y\} \end{aligned} \quad (4.4)$$

建物がある為に生ずる附加的な変位は

$$U_C - U_I = 2A_H \exp(ipt) \cdot \{X - l_0 Y - 1\} \quad (4.5)$$

鳥海氏によれば物体から地面に働く  $x$  正方向への力  $Q_H \exp(ipt)$  に対して、変位  $U'$  は

$$\begin{aligned} U' &= Q_H \exp(ipt) \cdot \frac{1}{2\pi\mu r_0} \{f_{1H} + if_{2H}\} \\ &\equiv Q_H \exp(ipt) \cdot \frac{1}{A} \end{aligned} \quad (4.6)$$

変位が与へられた時これに対応する力は

$$Q_H \exp(ipt) = U' A \quad (4.7)$$

地面から物体に働く力は、符号が逆になるから (4.5) で与へられる変位に対する力は

$$\begin{aligned}
 -Q_H \exp(ipt) &= -(U_0 - U_1) \cdot A \\
 &= -2A_H \exp(ipt) \cdot \{X - l_0 Y - 1\} \cdot A
 \end{aligned} \quad (4.8)$$

この力が重心に変位  $U_R$  を生ぜしめるから、

$$m_0 \ddot{U}_R = -Q_H \exp(ipt) \quad (4.9)$$

従つて (4.2), (4.8) を代入して

$$m_0 p^2 X = \{X - l_0 Y - 1\} A \quad (4.10)$$

次に回転を扱ふ、その為再び鳥海氏の計算を借用すると、建物が地面に及ぼす力の能率  $\bar{M}_{z=0}$  (反時計廻りを正にとる) に対する回転角  $\gamma$  は

$$\begin{aligned}
 \gamma &= \frac{4\bar{M}_{z=0}}{\pi r_0^3 \mu} \exp(ipt) \cdot \{f_{1R} + if_{2R}\} \\
 &= \bar{M}_{z=0} \exp(ipt) \frac{1}{B}
 \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる。  $\gamma$  は又地面から建物へ及ぼす力の能率が、時計廻りを正にとつて  $\bar{M}_{z=0}$  である時の回転角をも示すことは容易にわかる。力の能率については (4.11) から逆に

$$\bar{M}_{z=0} \exp(ipt) = \gamma B \quad (4.12)$$

角が (4.3) の  $\Gamma_R$  で与へられれば

$$\begin{aligned}
 \bar{M}_{z=0} \exp(ipt) &= \Gamma_R B \\
 &= 2A_H \exp(ipt) Y B
 \end{aligned} \quad (4.13)$$

底面に働く水平力の、重心  $G$  に関する能率は、水平力を  $-Q_H \exp(ipt)$  とすれば、

$$l_0 Q_H \exp(ipt) = l_0 2A_H \exp(ipt) \{X - l_0 Y - 1\} A \quad (4.14)$$

(4.13), (4.14) が重心のまわりに回転角  $\Gamma_R$  を生ぜしめるから、運動方程式は

$$I_0 \ddot{\Gamma}_R = \bar{M}_{z=0} \exp(ipt) + l_0 Q_H \exp(ipt) \quad (4.15)$$

依つて (4.3), (4.13), (4.14) を代入して

$$-m_0 k_0^2 p^2 Y = Y B + l_0 \{X - l_0 Y - 1\} A \quad (4.16)$$

(4.10) 及び (4.16) から

$$\begin{cases} l_0 Y \equiv Y' = -1 / \left\{ \left( 1 - \frac{1}{A'} \right) (B' + \alpha^2) + 1 \right\} \\ X = (B' + \alpha^2) / \left\{ \left( 1 - \frac{1}{A'} \right) (B' + \alpha^2) + 1 \right\} \end{cases} \quad (4.17)$$

こゝに

$$\begin{aligned}
 A' &\equiv A / m_0 p^2 = \frac{2\pi \mu r_0}{f_{1H} + if_{2H}} - \frac{1}{m_0 p^2} \\
 &= 1 / S(f_{1H} + if_{2H})
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 B' &= B/m_0 p^2 l_0^2 = \frac{\pi r_0^3 \mu}{4} \cdot \frac{1}{f_{1R} + i f_{2R}} \cdot \frac{1}{m_0 p^2 l_0^2} \\
 &= 1/8 \beta^2 S(f_{1R} + i f_{2R}) \\
 \alpha^2 &= k_0^2 / l_0^2 \\
 S &= m_0 p^2 / 2 \pi \mu r_0 = a_0^2 S_0 = a_0^2 \frac{\rho_0}{\rho} \frac{l_0}{r_0} \quad (4.18)
 \end{aligned}$$

これらを代入して変形すれば上式は

$$\begin{cases}
 Y' = -1 / \left[ \{1 - S(f_{1H} + i f_{2H})\} \left\{ 8 \beta^2 S(f_{1R} + i f_{2R}) + \alpha^2 \right\} + 1 \right] \\
 = 1 / \left[ a_0^2 S_0 (f_{1H} + i f_{2H}) \alpha^2 + \left\{ -(1 + \alpha^2) + \frac{1}{8 \beta^2} \frac{f_{1H} + i f_{2H}}{f_{1R} + i f_{2R}} \right\} - \frac{1}{a_0^2} \frac{1}{8 \beta^2 S_0 (f_{1R} + i f_{2R})} \right] \\
 X = - \left\{ \alpha^2 + \frac{1}{8 \beta^2 a_0^2 S_0 (f_{1R} + i f_{2R})} \right\} / \left[ \begin{array}{c} \text{''} \end{array} \right] \quad (4.19)
 \end{cases}$$

$Y'$  は簡単に云へば、建物の回転振動についての倍率を表はす量である。もし重心が全く動かなければ

$$Y' = -1 \quad (4.20)$$

となる、 $X$  は変位に関する倍率で、建物が地動と等しい変位を行へば

$$X = 1 \quad (4.21)$$

となる、

数値計算の結果は Fig. 7~Fig. 15 に示す。

Fig. 7 は  $\mathfrak{B}_{UR} = |U_R/U_1| = |X|$ 、即ち重心の変位についての倍率を表はす、図中のパラメータは  $\beta = l_0/r_0$  であるが、 $\beta$  と  $S_0$  とを共に変へる事はあまりに煩はしいので、こゝでは  $\rho_0/\rho = 1/4$  との仮定が入つてゐる、従つて  $S_0 = \beta/4$  となり、図中の曲線は  $S_0 = 0.25$  から  $S_0 = 0.5$ 迄を 0.025 置きに変へた場合を示してゐる。又  $\alpha^2 = 0.4$  としてある。

Fig. 8 は同じ振動の位相差、 $\vartheta_{UR} = -\arg X = -\arg (U_R/U_1)$  を表はす。

Fig. 9 は極大の倍率を  $\beta = l_0/r_0$  の函数として表はしたものであり、Fig. 10 はこの値を与える  $a_0$  を示す。  $\beta_0 = 4S_0$  であることは変らない。

Fig. 11 より Fig. 13 迄は上と同様、但し建物の回転に関するものである。Fig. 11 が振巾  $l_0 \mathfrak{B}_{RR} = |Y'| = |l_0 \Gamma_R/U_1|$  を、Fig. 12 が位相差  $\vartheta_{RR} = -\arg Y = -\arg (\Gamma_R/U_1)$  を、Fig. 13 は極大倍率を与える。極大に対応する  $a_0$  は上と殆ど変らないから別に図に作つてない。

Fig. 14 は底面中心の変位に関する倍率、即ち  $|X - Y' - 1|$  を表はす。このグラフも亦極大を有する曲線からなる。この事は建物の地階においた地震計も、猶入射地動そのままを与えるものではない事を示す。Fig. 15 は同じ振動の位相角である。

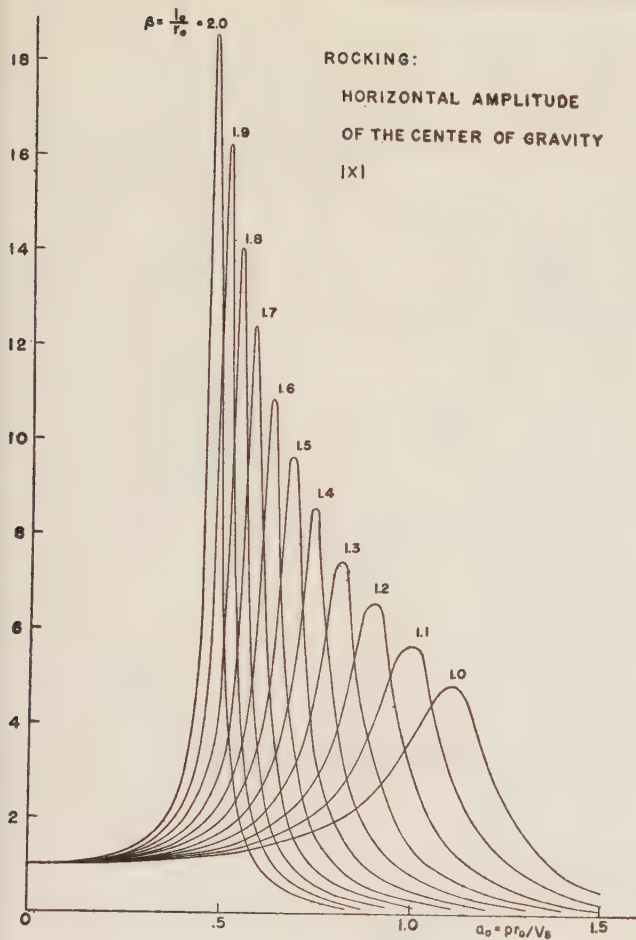


Fig. 7

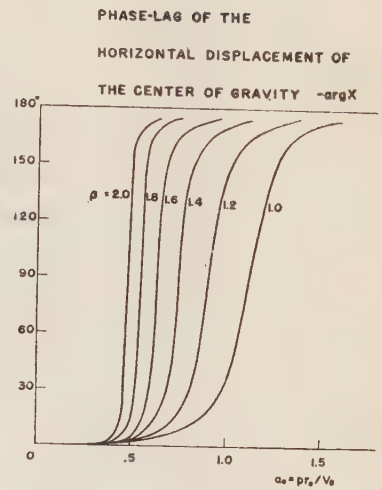


Fig. 8

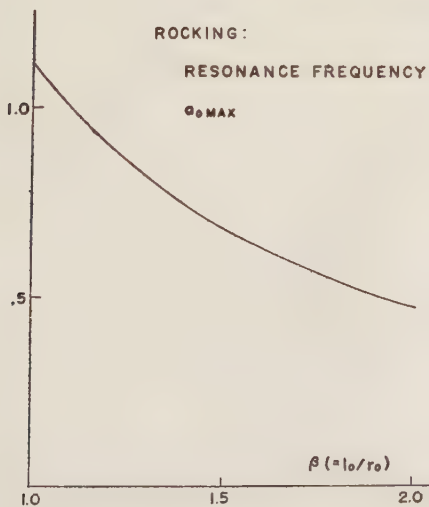


Fig. 10

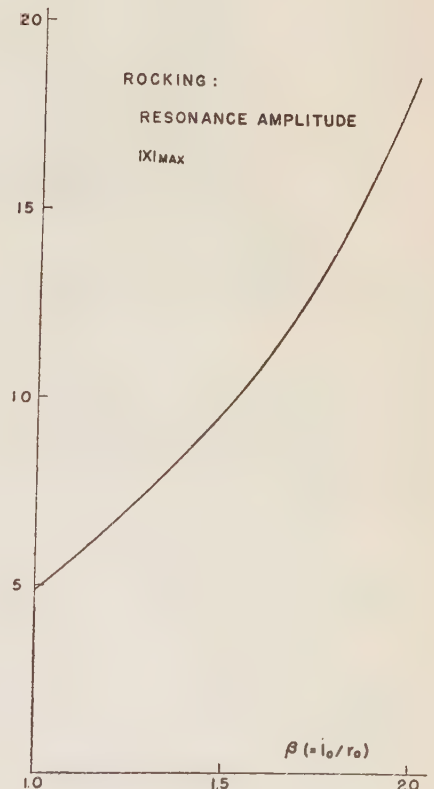


Fig. 9

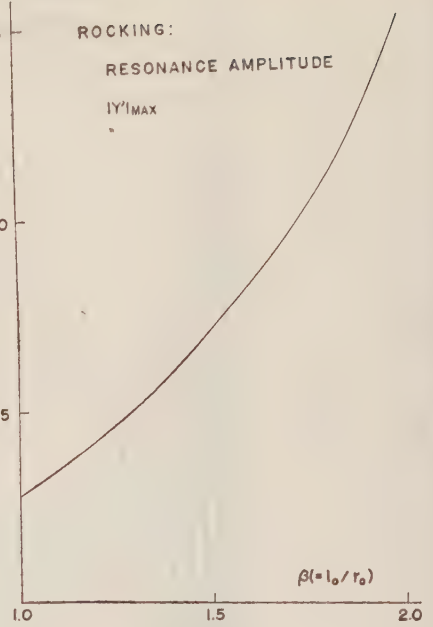
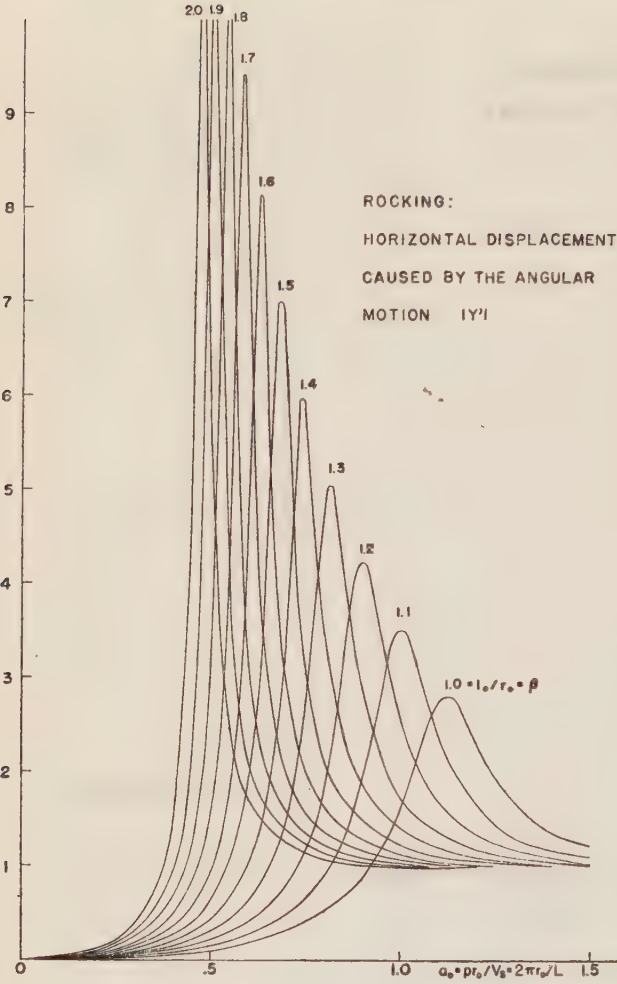


Fig. 13

Fig. 11

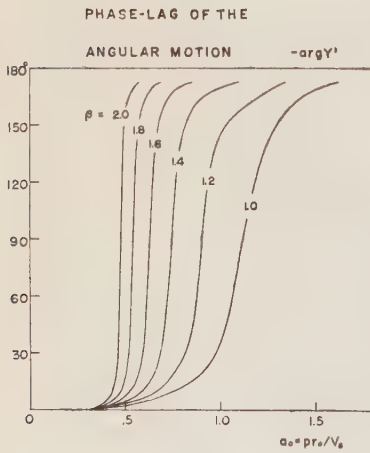


Fig. 12

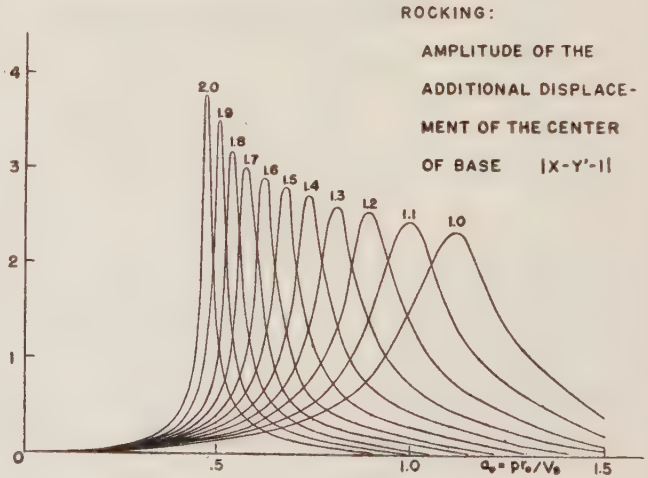


Fig. 14

PHASE-LAG OF THE  
HORIZONTAL DISPLACEMENT OF  
THE CENTER OF BASE  $-\arg(X-Y)$

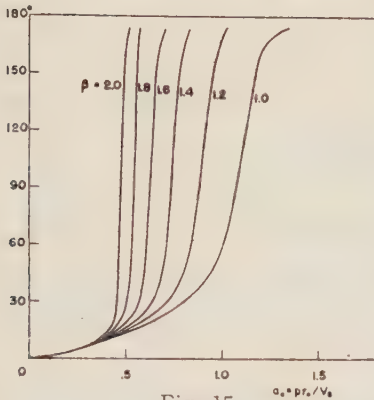


Fig. 15

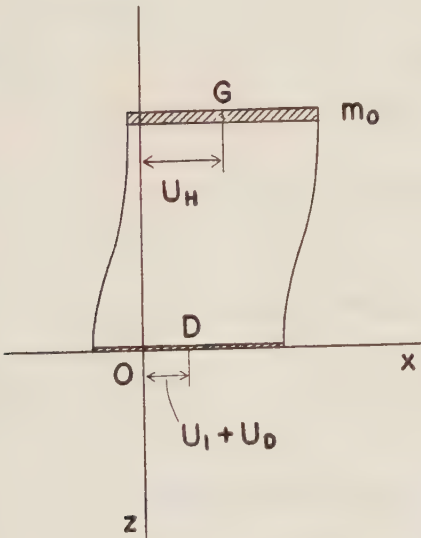


Fig. 16

とかく、 $m_0$  に対して地盤から働く力は

$$m_0 \ddot{U}_H = 2A_H \exp(ipt) m_0 (-p^2) Z \quad (5.2)$$

地盤に対して  $m_0$  から働く力は

$$-m_0 \ddot{U}_H \quad (5.3)$$

鳥海氏の理論によれば、前節 (4.6) にもあげたやうに、物体より地盤に働く  $x$  正方向の力  $Q_H \exp(ipt)$  に対して、変位  $U'$  は

## § 5. 水 平 動

Fig. 16 で示されるやうな単一質量の模型を考へ、純粹の水平動が真下から入射した時の、建物の剪断振動に相当する水平動を考へる。建物基部での境界条件は、鳥海氏の仮定の如く、応力一定が保たれてゐるとする。

考への運びは Fig. 17 に示す通りである。入射水平動は建物がなければ自由表面  $z=0$  で

$$U_1 = 2A_H \exp(ipt)$$

重心  $G$  の変位を galilei 系に対して

$$\begin{aligned} U_H &= 2A_H \exp(ipt) \cdot \mathfrak{B}_H \exp(-i\vartheta_H) \\ &\equiv 2A_H \exp(ipt) \cdot Z \end{aligned} \quad (5.1)$$

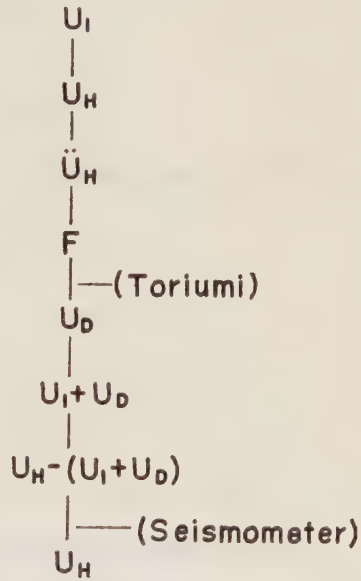


Fig. 17



$$U' = Q_H \exp(ipt)/A$$

$Q_H \exp(ipt)$  の代りに (5.3) を使へば、建物が存在する為に生ずる附加的な変位  $U_D$ ——建物底面中心の——がえられる。

$$U_D = 2A_H \exp(ipt) \cdot m_0 p^2 Z/A \quad (5.4)$$

建物底面の変位は、建物がなかつた時の変位  $U_1$  を加へて

$$U_1 + U_D = 2A_H \exp(ipt) \{1 + m_0 p^2 Z/A\} \quad (5.5)$$

$U_1 + U_D$  なる運動を行ふ座標系から見れば、 $m_0$  の変位は

$$U_H - (U_1 + U_D) = 2A_H \exp(ipt) \{Z - 1 - m_0 p^2 Z/A\} \quad (5.6)$$

となるが、この運動は建物とひとしい振動数、減衰係数をもつた振子の支点が  $U_1 + U_D$  なる運動を行なつた時の振子の変位——運動座標系に対する——にひとしい、従つて我々はよく知られた地震計の理論をそのまま用ゐる事ができる。

即ち、地動を  $x$ 、運動座標系に対する振子の変位を  $y$  とおけば、 $x, y$  は次の式で結ばれてゐる。

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{dy}{dt} + n^2 y = -\frac{d^2 x}{dt^2} \quad (5.7)$$

$x = x_m \exp(ipt)$ ,  $y = y_m \exp(ipt)$  とおいて代入すれば

$$y_m = \frac{1}{(n^2 - 1) + i2hu} x_m \equiv c x_m, \quad y = c x \quad (5.8)$$

ここに

$$u = n/p, \quad h = \varepsilon/n$$

$$c = 1/\{(n^2 - 1) + i2hu\}$$

今

$$x \rightarrow U_1 + U_D$$

$$y \rightarrow U_H - (U_1 + U_D) \quad (5.9)$$

を代入すると、(5.5), (5.6) から

$$2A_H \exp(ipt) \{Z - 1 - m_0 p^2 Z/A\} = c \cdot 2A_H \exp(ipt) \{1 + m_0 p^2 Z/A\} \quad (5.10)$$

従つて

$$Z = 1 / \left[ \frac{1}{1+c} - \frac{m_0 p^2}{A} \right] \quad (5.11)$$

今

$$u = \frac{n}{p} = \frac{n}{a_0 V_s / r_0} = \frac{1}{a_0} \frac{n r_0}{V_s} \equiv \frac{1}{a_0} \nu \quad (5.12)$$

とおけば、(4.6), (5.8) を用ゐて

$$Z = 1 / \left[ 1 - 1 / \left( \frac{\nu^2}{a_0^2} - i2h \frac{\nu}{a_0} \right) - a_0^2 S_0 (f_{1H} + i f_{2H}) \right] \quad (5.13)$$

もし建物自体は減衰性を持たないという時には、 $h=0$  を代入して

$$Z=1/[1-a_0^2/\nu^2-a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H})] \quad (5.14)$$

建物の存在によつて生じた附加的な変位は (5.4), (5.13) から

$$U_D=2A_H \exp(ipt)a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H}) \\ + \left[ 1-1 \left/ \left( \frac{\nu^2}{a_0^2} - i2h \frac{\nu}{a_0} \right) \right. \right] - a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H}) \quad (5.15)$$

建物自身減衰性を持たない時には

$$U_D=2A_H \exp(ipt) \cdot a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H}) + [1-a_0^2/\nu^2-a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H})] \quad (5.16)$$

共振に相当する所では

$$n=p, \quad \text{又は} \quad a_0=\nu \quad (5.17)$$

これを代入すれば

$$U_D(\text{resonance})=-2A_H \exp(ipt) \quad (5.18)$$

従つてこの時

$$U_1+U_D(\text{resonance})=0 \quad (5.19)$$

となつて建物の底面の中心は動かない事になる。興味ある事である、

底面の動きを示す一般式は

$$U_1+U_D=2A_H \exp(ipt) \left\{ 1-1 \left/ \left( \frac{\nu^2}{a_0^2} - i2h \frac{\nu}{a_0} \right) \right. \right\} \\ + \left[ 1-1 \left/ \left( \frac{\nu^2}{a_0^2} - i2h \frac{\nu}{a_0} \right) \right. \right] - a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H}) \quad (5.20)$$

$h=0$  の時には

$$U_1+U_D=2A_H \exp(ipt) \{ 1-a_0^2/\nu^2 \} + [1-a_0^2/\nu^2-a_0^2S_0(f_{1H}+if_{2H})] \quad (5.21)$$

である。

数値計算の結果は Fig. 18 より Fig. 23 迄にあげられてゐる。

前二節と異り、 $a_0$  と  $S_0$  と  $\nu$  の三つのパラメータが存在する為、両者を自由に変へて計算を行ふことは、場合の数があまにも多く困難である。(減衰を表はす  $h$  迄も考慮に入れれば困難は一層加はる) 従つて、倍率曲線としては、建物自体は非減衰 ( $h=0$ ) と仮定し、更に  $\nu=1$  といふ場合を採つて計算を行つてみた。

Fig. 18 が重心  $G$  の変位に関する倍率を、Fig. 19 にその位相差を示す。Fig. 20 が建物底面の中心に関する倍率を示してゐる。この図で  $a_0=1$  で曲線が総て 0 の点に集まるのは (5.19) に述べた性質を示すものである。 $S_0=0.3, 0.4, 0.5$  としたのは、背のひくい建物から、高いもの迄を一応代表しうると考へたからである。

Fig. 21 に極大倍率を与える。横軸は  $\frac{1}{\nu^2} = \frac{\mu/\rho}{n^2 r_0^2}$  である。(以下すべて同様) 簡単な振子の

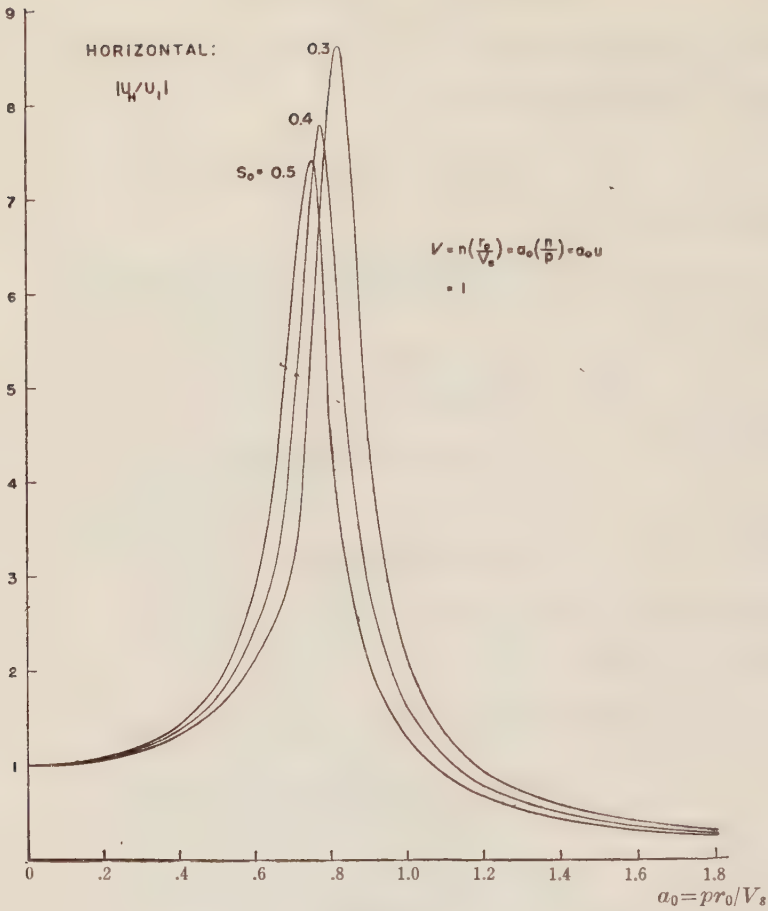


Fig. 18

場合には、極大倍率と減衰の係数  $h$  との間には (5.8) から

$$V_{\max} = 1/2h \quad (5.22)$$

なる関係があるから、この式によつて建物の見かけの減衰係数  $h_{\text{apparent}}$  を求めてみれば Fig. 22 のやうになる、この値はそれ自身減衰性を持たない時のものである。

極大を与える  $a_0$  を  $1/\nu^2$  の函数として表はせば Fig. 23 の通りとなる。 $a_0$  と  $1/\nu^2$  には共に  $\rho$ ,  $\mu$  等が含まれてゐて見にくいので、 $a_0/\nu = p/n = 1/u$  のグラフを作れば Fig. 24 のやうになる。 $1/\nu^2$  が

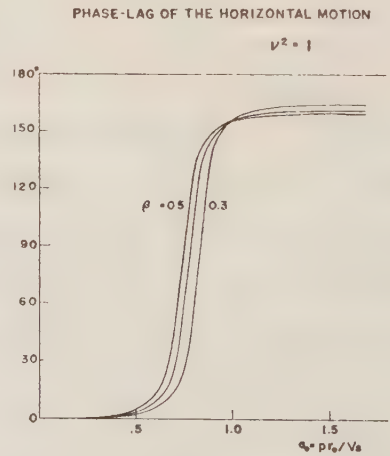
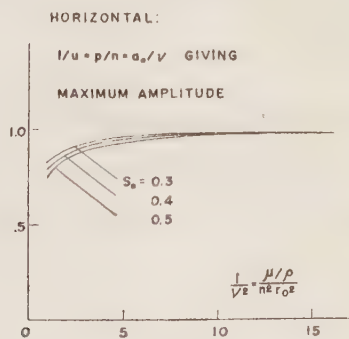
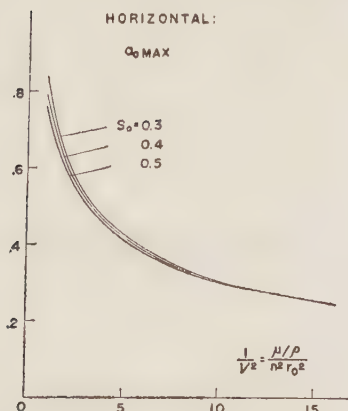
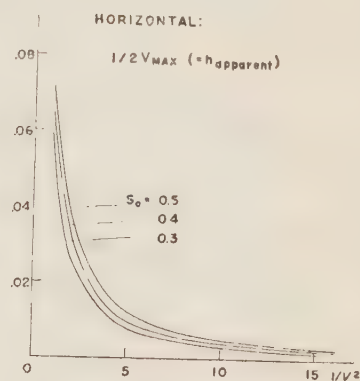
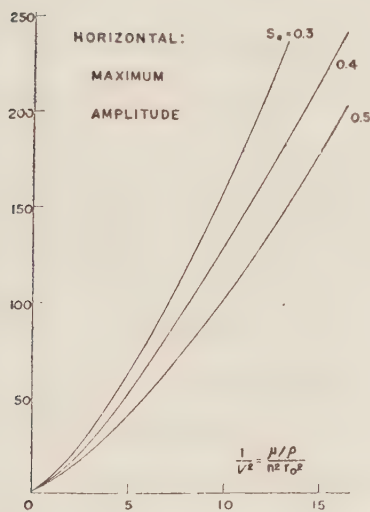
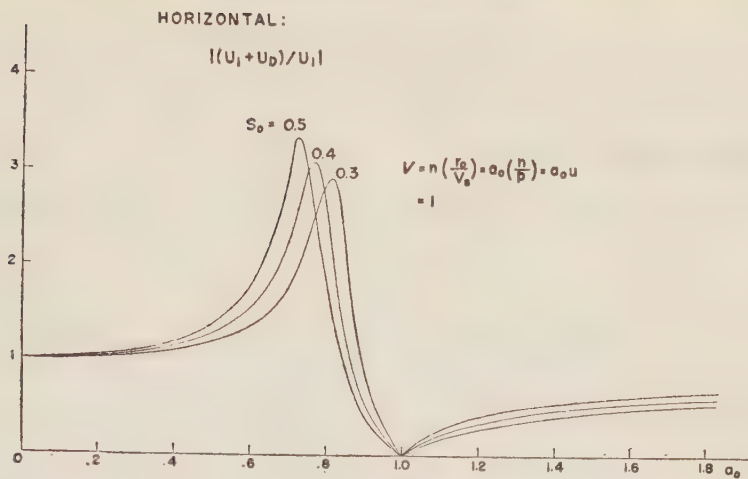


Fig. 19





大きい時  $u$  は殆ど 1 に等しい、つまり共振の時、入射波の周期と建物の周期はほとんど等しい、但し前者が常にわづか大きい、その違ひは  $1/\nu^2$  が小さくなると著るしい。

### § 6. 極大倍率に影響を与える要素

本節では密度、剛性、建物の大きさ等の要素が極大倍率に与へる影響を次元解析の助けを借りて論ずる。

外力の周期、つまり入射地震波の振動数が変れば、これにともなつて建物の振動の倍率も変り、ある点で極大を示すことは上の例に見る通りである。今これを  $V_{MAX}$  とかく、

建物を剛体と考へてよい場合などのやうに、それ自身の振動数なるものが存在しない時には、重力を考慮に入れない限り、 $V_{MAX}$  は  $m_0, r_0, l_0; \rho, \mu; p$  の函数と考へられる。即ち

$$V_{MAX} = F(m_0, r_0, l_0; \rho, \mu; p) \quad (6.1)$$

右辺で時の次元を持つものは  $\mu$  及び  $p$  のみであり、左辺は時の次元を含まないから、 $\mu$  及び

$p$  はただ  $p/\sqrt{\mu}$  なる形でのみ右辺の函数に含まれ得る、或は他の量の助けをかりて、 $a_0 = pr_0/\sqrt{\mu/\rho}$  として含まれる。とも云ひ得る。この事から、 $\mu$  の変動は  $V_{MAX}$  に影響を及ぼさない事が容易に結論できる。 $\mu$  は  $a_0$  を通じてのみ  $V_{MAX}$  に関係し、従つて  $\mu$  の大小はたゞ時間軸を伸縮せしめるのみだからである。この性質は § 3, § 4 の数値計算に於ては勿論実際に明らかにされてゐる。

建物自身が有限の自己振動周期を持つ時には上の議論は成立たない、§ 5 の水平動がその例である、こゝに  $V_{MAX}$  は何に関する倍率である

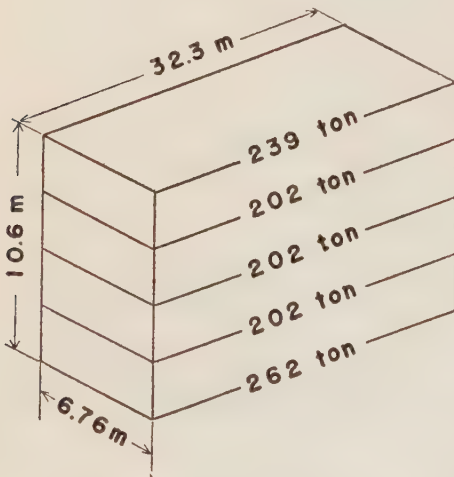


Fig. 25. An actual example of a building.

か、その内容を問はない。

### § 7. 種々の量のとり得る範囲及び実例

先づ、今迄の節で用ゐて来た記号の表はす量のとりうる範囲、及び Fig. 25 に示す如き建物(四階建アパート)の場合の実例を Table I に示す。

Table I.

記 号	Fig. 25 の建物	とり得る範囲
$l_0$	5.10 m	
$r_0$ (短辺を直径にとれば)	3.38 m	
$\beta = l_0/r_0$	1.51	1~2
$\alpha^2 = k^2/l_0^2$	0.45	0.35~0.67
$\begin{cases} \frac{1}{3} + \frac{1}{4\beta^2} \text{ (門柱)} \\ \frac{1}{3} + \frac{1}{3\beta^2} \text{ (角柱)} \end{cases}$		
$m_0$	1150 ton	
$\rho_0$	0.50 gr.cm <sup>-3</sup>	0.3~0.5 gr.cm <sup>-3</sup>
$\rho$	1.75~2.0 gr.cm <sup>-3</sup>	1.5~2.0 gr.cm <sup>-3</sup>
$\rho_0/\rho$	0.25 ( $\rho=2.0$ として)	0.2~0.3
$a_0 = pr_0/V_s$	0~2	0~2
$S_0 = (\rho_0/\rho)\beta$	0.38	0.2 $\beta$ ~0.3 $\beta$

## 文 献

- 1) Isao TORIUMI, "Vibrations in Foundations of Machines," Technology Reports of the Osaka University, **5** (1955), 103.  
 鳥海 勲「弾性地盤上の機械基礎強制振動の計算」地震 [ii] **7** (1955), 216.

# 顕著地震の発震機構に関する一考察

京都大学地球物理学教室 神 村 三 郎

(昭和 31 年 10 月 28 日受理)

## A Consideration about the Mechanism of the Occurrence of Severe Earthquakes

By Saburō Kōmura

Geophysical Institute, Kyōto University.

(Received Oct. 28, 1956)

If we consider the ground motion determined by the data observed at stations when a severe earthquake occurs, each time reaching a certain phase (namely, here, the first maximum part of the initial ground motion) appears to show us a regular geographical distribution. Now, let us call this time the initial period.

This distribution may be fairly well accounted for, by assuming that a great crack runs in a given direction along one of the nodal lines, and the wave generates accompanying it.

If the wave source moves in an elastic medium, we are to recognize the evidence of the Doppler effect.

In conformity with this idea, we shall be able to explain the above time distribution in a severe earthquake.

In the first case, we carry on the data of the earthquake of June 28, 1948 at Fukui. Each initial period calculated on this idea at observatories agrees considerably well with each observed value.

Still more, the Abuyama seismogram of Fukui-earthquake provides us with the concept that the fracture mechanism of its occurrence is composed of three cracks which have different amplitudes and cracking times. But, examining the length and duration time of each crack, we may regard a train of three cracks as one crack.

That is to say, in the case of Fukui-earthquake, assuming that a great crack runs from north to south along the nodal line showing the direction of N 20° W at the epicentre, and considering the Doppler effect of the wave accompanied by the crack, an even better agreement with the observations satisfies the explanation of the geographical distribution of each initial time.

Hence, propagation speed  $v$ , and length  $l$  of the crack in Fukui-earthquake are described as follows:

$$v=2.1 \pm 0.3 \text{ km./sec. } l=27 \pm 4 \text{ km.}$$

Further, if we apply the above mentioned idea to Totori (Sept. 10, 1943), Tōnankaidō (Dec. 21, 1944), and Nankaidō (Dec. 21, 1946) earthquake respectively, we shall be able to obtain the similar results for each geographical distribution as regards the initial period, assuming that the crack runs along either of the given nodal lines.

### § 1. 前 書

幾つかの顕著地震に関し、各地で観測された地震動初動について、或る位相時に関する地理的な分布を考察する場合、次の如き仮定を設けることにより、この分布がもつ物理的意義を明

らかにすることが出来る。即ち震源における一つの節線に沿うての裂罅の形成と、裂罅に沿う震源の移動を仮定し、且弾性波の伝播に関し、ドップラー効果を適用する。これによつて算出した地震動初動のある位相時に関する計算値の分布は実際の観測値の分布と良好なる一致を示すのである。このことから幾つかの顯著地震の発震機構を上記位相時の地理的分布との関連において新しく考察説明することが出来た。

## § 2. 福井地震について

1948年6月28日に発生した福井地震に関しては、既にその詳細な綜合報告<sup>1)</sup>があり、又P波初動の疎密の分布は広野卓蔵氏によつて第1図<sup>2)</sup>の如く発表されている。

筆者は之に準拠し、震源において  $N 20^{\circ} W$  の節線に沿うて水平方向に、北から南に向い、大きな裂罅が生成されたと考え、且割れ目が形成されて行く先端部領域から衝撃力による弾性波が生成伝播するものとする。一般に弾性内体で波源が移動するならば、ドップラー効果が観測されてよい筈である。筆者はこの考えに基き、地震動のP波初動の第一極大部までの時間(之を仮に初動周期と呼ぼう)  $T$  を算出し、之を実際に観測された記録からの地震動のそれと比較して見た。



Fig. 1. Directions of initial ground motions in the Fukui-earthquake.  
(June 28, 1948)

### (i) 裂罅の進む速さとその長さ

資料としては前記綜合報告掲載の記象中、

震央距離約 320 km. 以内、而も比較的鮮明な水平動地震記象 9 個<sup>3)</sup>につき、積分法によつて地震動 P 波初動の上記時間  $T$  の値を求める。(第1表)

先づ震源の深さを 33 km.<sup>4)</sup> とし、各観測点の震源距離  $S$  と初動周期  $T$  との相関々係を検定する。この場合、標本相関係数は 0.0073 と計算され、自由度  $\phi=7$  において危険率 5, 1 各%における値 0.6664, 0.7977 の何れよりも小さく有意でない。又両者間の回帰の直線性を統計量  $F$  によつて検定すると、 $F=3.067$  となり、自由度  $\phi_1=4, \phi_2=3$  において危険率 5, 1 各%における値 6.59, 16.69 の何れよりも小さく有意とはならない。従つてこの程度の範囲では震源距離  $S$  と初動周期  $T$  との間に相関々係は認め難い結果となる。

扱て、深さ 33 km. の震源において、水平方向に  $N 20^{\circ} W$  の節線に沿うて、北から南に向



い、裂罅が進行形成されたものとする。裂罅の進む速さ  $V$ 、裂罅の進む先端部領域から波及する  $P$  波の平均の速さを  $V$ 、又観測地点から震源を見通す方向と裂罅の進む方向とのなす鋭角の余弦値を  $\alpha$  とするとき、 $\alpha$  及び各観測点の地震動  $P$  波初動の第一極大部までの時間  $T$  とから、ドップラー効果の式

$$T = T_p \left( \frac{V \pm v \alpha}{V} \right)$$

を適用して、最小自乗法により裂罅の進む速さを求める。計算に必要な量  $T$ 、 $\alpha$  は第 II 表に示す。計算結果は

$$v = 2.1 \pm 0.3 \text{ km/sec}$$

但し  $V = 7.5 \text{ km/sec}^{(5)}$  と置く。

次に裂罅形成の時間は地震動の継続時間  $t$  に略等しいと見做すと規模  $M$  の地震の場合は経験法則  $\log t = -0.7 + \frac{1}{4} M$  から  $t = 13 \text{ sec.}$  ( $M = 7.2^{(6)}$ ) が得られる。従つて裂罅の長さ  $l$  は

$$l = 27 \pm 4 \text{ km.}$$

となる。

## (ii) 観測値との比較

仮りに震源において、水平方向に、先端部を波源としつつ、裂罅が  $v = 2.1 \text{ km/sec}$  の速さで、 $N 20^\circ W$  の節線に沿うて北から南に向い形成されて行くものとすれば、ドップラー効果の結果として、各地点にて観測されるはずの地震動の第一極大部までの時間  $T'$  は第 III 表の如く算出される。この計算値  $T'$  は実際の時間  $T$  と比較しても可なり良い一致を示す。そしてこの場合の誤差限界は  $0.4 \text{ sec.}$

と考えられるので、この程度の不一致  $|4T|$  は、最初に設けた仮定（裂罅進行方向の直線性や方向性の問題等）の動揺や、又観測点の近傍の地盤構造の特殊性から来る影響などを顧慮するとすれば、止むを得ないものと思われる。

第 I 表

No.	Station	T(sec.)	S(km.)
1	Abuyama	2.3	139
2	Osaka	2.7	184
3	Owashi	2.1	223
4	Kanazawa	3.4	76
5	Gifu	1.8	98
6	Tsuruga	3.0	62
7	Toyama	3.6	113
8	Niigata	3.3	326
9	Wajima	3.5	159

第 II 表

No.	T (sec)	$\pm \alpha$
1	2.3	-0.744
2	2.7	-0.726
3	2.1	-0.923
4	3.4	+0.520
5	1.8	-0.909
6	3.0	-0.670
7	3.6	+0.303
8	3.3	+0.348
9	3.5	+0.724

第 III 表

No.	Station	T'(sec.)	T(sec.)	4T
1	Abuyama	2.5	2.3	0.2
2	Osaka	2.5	2.7	0.2
3	Owashi	2.4	2.1	0.3
4	Kanazawa	3.3	3.4	0.1
5	Gifu	2.3	1.8	0.5
6	Tsuruga	2.4	3.0	0.6
7	Toyama	3.8	3.6	0.2
8	Niigata	3.3	3.3	0.0
9	Wajima	3.7	3.5	0.2

### § 3. 阿武山における地震動の解析

第2図は阿武山に設置されている佐々式大震計南北、東西各動、夫々固有周期 22.4 sec., 22.4 sec.; 幾何倍率 1, 1; 制振比 2.6, 1.6;) に記録され福井地震の記象に基づき、積分法に依つて求めた S 波到来までの地震動の波形を示す。更に第3図は阿武山における上記地震動の、震源と阿武山を結ぶ方向への投影波形を示したものである。

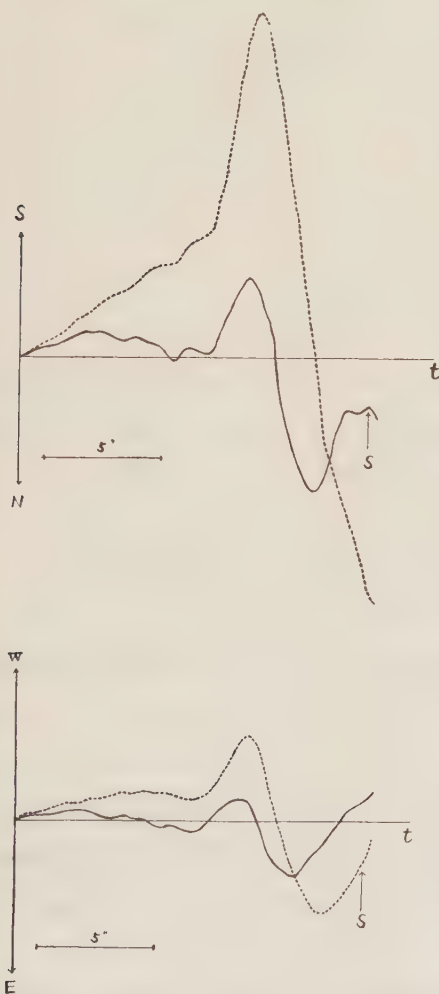


Fig. 2. The full curves represent the horizontal seismograms of p-wave observed at Abuyama, and the dotted curves indicate the horizontal ground motions (determined by integral method) connected with them.  
(the Fukui earthquake)

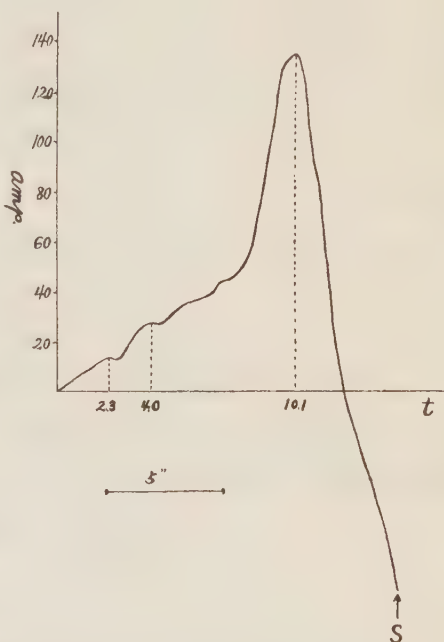


Fig. 3. The graph showing the horizontal component of the ground motion projected to the vertical plane containing the direction which combines Abuyama station with the epicenter of the Fukui earthquake.

筆者はこの波形を三個の基本波形の重畳として次の如く考えて見る。一般に、ある方向に、同周期、同振幅の  $n$  個の正弦波が逐次位相差  $\varphi$  をもつてある点に到来する場合の、時刻  $(n-1)\varphi$ ,  $n\varphi$  間の時  $t$  における合成波の振幅  $S$  は各波の最大振幅を 1 とすれば、

$$S = \sum_{i=1}^n \sin \omega(t-i-1\varphi)$$

従つて、

$$S = \frac{\sin(\omega t - \omega \varphi n - 1/2) \sin(n\omega \varphi/2)}{\sin(\omega \varphi/2)}$$

と表わされる。

今震源において、略々一直線上を或る方向に向つて、 $n$  個の裂罅が等しい時間間隔  $t_0$  秒を置いて、引続き発生したものとし、各裂罅始点間の距離を  $x$  km. 地震動縦波の速度を  $V$  km/sec 各裂罅の進む速さを  $v$  km/sec とし、裂罅の進行する方向と観測点から各裂罅始点を見通す方向とのなす角を  $\theta_i$  とすれば、観測点に到来する  $n$  個の波の位相差  $\varphi_i$  は

$$\varphi_i = t_0 - \frac{x}{V} \cos \theta_i$$

となる。

今の場合、 $\theta_i = \theta$ ,  $\varphi_i = \varphi$  と見做し得るから

$$\omega = 2\pi/T_0 \left(1 - \frac{v}{V} \cos \theta\right) \quad \text{rad./sec.}$$

さて、観測点において、時刻  $(n-1)\varphi$ ,  $n\varphi$  間の、観測された地震動の合成振巾の極大値を決定する時刻  $t_i$  は、最初の波の到来時から時を測るものとし、 $s$  を  $t$  の函数（一価の連続的の微分可能な）と見做して、 $s' = 0$ ,  $s'' < 0$  なる条件式から求められる。即ち

$$t_i = \frac{mT_0}{4} \left(1 - \frac{v}{V} \cos \theta\right) + \frac{n-1}{2} \left(t_0 - \frac{x}{V} \cos \theta\right)$$

（但し、 $m=1, 3, 5, \dots$ ）

福井地震の場合には、震源において、N 20°W の節線に略々沿うて、水平方向に、北から南に向い、裂罅間隔  $x=9$  km.,  $t_0=3.5$  sec. を隔てて、3 回の裂罅が引続き発生したものとし、震源から阿武山に向う方向への観測地震動の波形を、3 個の正弦波の重量と見做せば、 $\cos \theta=0.744$   $V=7.5$  km/sec.  $v=2.1$  km/sec.  $T_0=4T_F=12.2$  sec. を用いて、波形の第 1, 2, 3 極大部を与える時刻  $t_i$  は夫々、2.4 sec., 4.0 sec., 10.4 sec., と計算され、実際の各対応する時刻に近い値は得られるけれども、簡単な計算で明らかな通り、この場合、各極大部の合成振巾の割合は、第 3 図に示す実際の地震動のそれとは全く似ていない。

然し  $t_0$ ,  $x$  を各裂罅毎に不同に、且各裂罅に伴う震源における地震動の最大振巾（換言すれば、基本正弦波の最大振巾）を適當の割合に決めさえすれば、震源から一観測点までの最大振巾の減衰率を一樣と見做して、次に示す通り実際の波形に可なり近いものが得られる。

即ち、震源において、第 1, 2, 3 回目の裂罅が N 20°W の節線に略々沿うて北から南に向い、夫々、距離間隔  $x_{(12)}=4$  km.,  $x_{(23)}=6$  km., ; 時間々隔  $t_{0(12)}=3.0$  sec.,  $t_{0(23)}=4.0$  sec. を

隔てゝ生起したとする。

阿武山にて観測される地震に対する3個の基本正弦波の最大振巾を夫々  $a_1, a_2, a_3$ , 且  $a_1 : a_2 : a_3 = 1 : 2 : 12$  とすれば, 合成振巾  $S$  を与える式は,

$$S = a_1 \sin \omega t + a_2 \sin (\omega t - \alpha \varphi_1) + a_3 \sin (\omega t - \alpha \varphi_1 - \alpha \varphi_2)$$

であるから, 上記諸値を用いて計算すれば,  $\omega \varphi_1 = 1.684 \text{ rad.}$ ,  $\omega \varphi_2 = 2.202 \text{ rad.}$  となるので, 合成振巾の第 1, 2, 3 極大部を与える時刻に対応する合成振巾の比は  $S_1 : S_2 : S_3 = 1 : 2.1 : 10.2$  となる。又それら極大部を与える時刻は夫々, 2.4 sec, 4.3 sec, 9.5 sec. と計算され, 合成振巾と共に, 実際の波形に可なり近い値となる。基本波形を正弦波且同周期と仮定していることや, 又現在の記象の精度から見ても, この程度の不一致は止むを得ないであらう。

更に各裂罅形成の時間  $T_1, T_2, T_3$  は, 夫々に対応する基本正弦波の最大振巾の平方根に正比例するものとすれば,  $T_1 : T_2 : T_3 = \sqrt{a_1} : \sqrt{a_2} : \sqrt{a_3}$  § 2 (i) の  $t = 13 \text{ sec.}$  を考慮して略々  $T_1 = 2 \text{ sec.}$ ,  $T_2 = 3 \text{ sec.}$ ,  $T_3 = 8 \text{ sec.}$  と置く。各裂罅の距離並に時間々隔に上記の値を組合せて考察すれば, 初回裂罅の始点と終回裂罅の終点との距離は 26.8 km. となり, 裂罅生成に要した時間は 15 sec. となるから, 裂罅形成の平均の速さは  $v = 1.8 \text{ km/sec.}$  となる。

この値は前記 2.1 km/sec. と誤差限界において一致する。従つて, 福井地震の場合に, 前記諸仮定を前提として, N 20° W の節線に沿い, 北から南に, 水平方向に一つの大きな裂罅が 2.1 km/sec. の速さで形成されて行つたと見做して大略差支ない。

この様に発震機構が幾つかの裂罅の形成から成せる場合も, 裂罅間隔 (距離と時間の) さえ適当に定めれば一つの裂罅として取扱うことは出来る。しかし, 裂罅に沿う弾性波発生 of 機構を考えれば, 上記の如く, 之を三個の裂罅から或るものと見做す方が合理的でもあらう。

#### § 4. その他の顯著地震について

筆者は更に鳥取 (1943年9月10日), 東南海道 (1944年12月7日), 南海道 (1946年12月21日) 各顯著地震の各記象資料の中, 比較的鮮明なものに基いて, 初動第一極大部までの時間に関し, 同様の考察で算出した計算値  $T'$  と観測値  $T$  とを夫々第 IV (鳥取), V (東南海道), VI (南海道一各地震) 表に示す。  $T', T$  間に満足すべき一致が見られる。

又第 4, 5, 6 各図中, 実線で示された所謂節線に沿うての点線の短い矢印は震源における裂罅進行の向きを表わす。尚ほ各場合の裂罅の長さの推定値は

鳥取地震  $29 \pm 4 \text{ km.}$  ( $M_G = 7.4$ )

東南海道地震  $42 \pm 6 \text{ km.}$  ( $M_G = 8.0$ )



南海道地震  $46 \pm 7$  km. ( $M_0=8.2$ )

第 IV 表

No.	Station	T'(sec.)	T (sec.)
1	Ōsaka	1.8	1.6
2	Kōbe	1.9	1.7
3	Sumoto	1.5	1.8
4	Takamatsu	2.0	2.1
5	Hikone	1.3	1.4
6	Murotomisaki	2.0	2.1
7	Yonago	2.6	2.4

第 V 表

No.	Station	T'(sec.)	T (sec.)
1	Owashi	1.3	1.6
2	Kyōto	2.0	2.0
3	Sionomisaki	1.7	1.6
4	Nara	1.7	1.6

第 VI 表

No.	Station	T'(sec.)	T (sec.)
1	Ōsaka	2.4	2.5
2	Kameyama	2.3	2.4
3	Kōchi	3.8	3.5
4	Kyōto	2.4	2.5
5	Hikone	2.4	2.4



Fig. 4. Directions of initial ground motions in the Tōtōri earthquake. Arrow described by dotted line shows the direction of cracking.

(Sept. 10, 1943)

## § 5. 結 び

筆者は 先に石本一 飯田の統計形式が 割れ目現象の二、三、について成立することを報告<sup>7)</sup>したが、今回節線の判然とした最近四個の顕

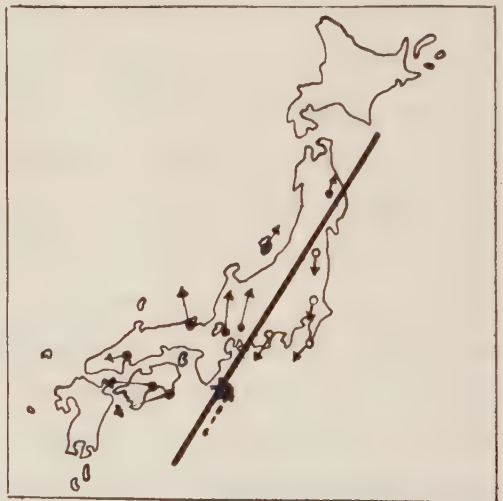


Fig. 5. Directions of initial ground motions in the Tōnankaidō earthquake. Arron described by dotted line shows the direction of cracking.

(Sept. 10, 1943)

著地震の発震機構を考察するにあつて、地震初動の第一極大部までの時間の地理的分布に着目し、之を解釈するのに、大勢として、節線に沿うてある向きに進行する裂罅の形成と、之に伴う弾性波を仮定し、且之にドップラー効果を適用することによつて求め得た上記時間に関する計算値が、実際の観測値と略々満足すべき一致を見ることが出来た。即ち上記初動周期の地理的分布がもつ物理的意義を裂罅形式に伴う震源移動という立場から考察するとき、顕著地震の



Fig. 6. Direction of initial ground motions  
in the Nankaidō earthquake.  
(Dec. 21, (1946)

発震機構に対する一つの現象論的解釈を与え得る訳である。

終りに、本研究に際し、終始御懇篤なる御指導と御鞭撻を賜つた恩師京大教授佐々憲三博士に厚く感謝致します。尚ほ又、顯著地震の貴重な記象資料について格別の御便宜を御与え下さつた中央気象台地震課長井上宇胤博士、並びに気象研究所広野卓蔵博士の御厚意を深謝致しますと共に、顯著地震の資料に関し種々の有益な御助言を与えられた京大西村研究室の方々、京都測候所地震係の方々に深く感謝致します。

## 文 献

- (1)~(6) The Special Committee of the Fukui Earthquake Japan: Report of the Special Committee for the Study of the Fukui Earthquake, (1950).
- (7) S. Kōmura: Zisin Ser. II. 8 (1955).

## 地震時報

### 1956年6月～11月の顕著地震

#### 6月14日 千島列島南部の地震

6月14日21時12分31秒ころ、 $44^{\circ}\text{N}$ ,  $150^{\circ}\text{E}$ , 深さ約40kmに起つたもので、根室管内厚床だけで有感、震度 I, 震央距離 390 km.

#### 6月16日 奄美大島東方沖の地震

6月16日15時19分26秒ころ、 $28\frac{1}{4}^{\circ}\text{N}$ ,  $131^{\circ}\text{E}$ , 深さ40～60kmに起つたもので、奄美大島と九州南部とで有感、最大震度 II, 最大有感距離は宮崎まで400 km. 太平洋沿岸の一部の測候所(屋久島, 清水, 高知, 室戸岬, 徳島, 松山, 潮岬, 鳥島)と松代ではT相らしい短周期の微動が観測された.

#### 8月2日 北海道東方沖の地震

8月2日16時18分15秒ころ、 $43.3^{\circ}\text{N}$ ,  $146.4^{\circ}\text{E}$ , 深さ約60kmに起つたもので、北海道南東部で有感、最大震度 IV, 最大有感距離は浦河管内富川まで350 km, 規模 M(C).

#### 8月6日 金華山東方沖の地震

8月6日23時45分32秒ころ、 $38\frac{1}{4}^{\circ}\text{N}$ ,  $142\frac{1}{4}^{\circ}\text{E}$ , 深さ40～60kmに起つたもので、東北地方の東半部と帯広管内大津とで有感、最大震度 II, 最大有感距離は帯広管内大津まで510 km, 規模 M(D).

#### 8月9日 北海道南東部の地震

8月9日22時45.4分ころ、 $43\frac{3}{4}^{\circ}\text{N}$ ,  $143\frac{1}{2}^{\circ}\text{E}$ , 深さ100～140kmに起つたもので、北海道南東部と八戸とで有感、最大震度 III, 最大有感距離は八戸まで300 km.

#### 8月13日 伊豆半島南方沖の地震

8月13日01時59分31秒ころ、 $33.8^{\circ}\text{E}$ ,  $138.8^{\circ}\text{E}$ , 深さ40～60kmに起つたもので、関東両地方の大部分と近畿地方の一部で有感、最大震度 V, 最大有感距離は洲本まで370 km, 規模 M(C), U.S.C.G.S. によれば, Mag.  $6\frac{1}{2}$ ～ $6\frac{3}{4}$  (Pas).

#### 8月15日 千島列島の地震

8月15日22時12分ころ、 $46^{\circ}\text{N}$ ,  $151^{\circ}\text{E}$ , 深さ約60kmに起つたもので、北海道南東部で有感、震度 I, 最大有感距離は浦河まで770 km. U.S.C.G.S. によれば Mag  $6\frac{1}{4}$  (Pas.) なお、此の地震の25約秒前に前震があつた.

#### 9月30日 宮城・福島県境附近の地震

9月30日06時20分51秒ころ、 $37.95^{\circ}\text{N}$ ,  $140.55^{\circ}\text{E}$ , 深さ約20kmに起つたもので、東北、関東、中部各地方で有感、最大震度 IV, 最大有感距離は飯田まで365 km, 規模 M(C). この地震のため、福島県白石市, 小原村附近で、死者1名, 重傷1名, 小規模な地割れ, 崖崩れがあり、一般建造物, 鉄道, 電力線などにも軽微な被害があつた.

#### 9月30日 千葉県中部の地震

9月30日08時20分53秒ころ、 $35.5^{\circ}\text{N}$ ,  $140.2^{\circ}\text{E}$ , 深さ約70kmに起つたもので、関東、中部、東北各地方で有感、最大震度 V, 最大有感距離は青森まで590 km, 規模 M(C), この地震のため東京都内で負傷者4名, 一般建造物, 電力線などに軽微な被害があつた. U.S.C.G.S. によれば Mag.  $6\frac{3}{4}$ ～7 (Pas).

#### 10月11日 千島列島南部の地震

10月11日11時24分44秒ころ、 $44.5^{\circ}\text{N}$ ,  $150.5^{\circ}\text{E}$ , 深さ約100kmに起つたもので、北海道南半部, 東北、関東両地方の一部で有感、最大震度, III, 最大有感距離は横浜まで1,360 km. U.S.C.G.S. によれば Mag.  $7\frac{1}{4}$ ～ $7\frac{1}{2}$  (Pas).

なお、同11日11時45分21秒ころの余震は釧路でも有感であつた. 震度 I, 震央距離 515 km.

#### 10月15日 福島県東方沖の地震

10月15日06時05分32秒ころ、 $37.25^{\circ}\text{N}$ ,  $141.75^{\circ}\text{E}$ , 深さ約40kmに起つたもので、東北、関東両地方の大部分と中部地方の一部で有感、最大震度 III, 最大有感距離は甲府まで340 km, 規模 M(C)

#### 11月4日 千葉県中部の地震

11月4日14時37分15秒ころ、 $35.6^{\circ}\text{N}$ ,  $140.2^{\circ}\text{E}$ , 深さ約80km, に起つたもので、関東地方全般と東北、中部両地方の一部で有感、最大震度 IV, 最大有感距離は仙台まで310 km, 規模 M(C).

#### 11月12日 北海道東方沖の地震

11月12日04時15分32秒ころ、 $43.7^{\circ}\text{N}$ ,  $148.5^{\circ}\text{E}$ , 深さ約60kmに起つたもので、北海道東部で有感、最大震度 II, 最大距離は釧路管内白糠まで360 km.

#### 11月18日 八丈島西方沖の深発地震

11月18日10時45分26秒ころ、 $33\frac{1}{4}^{\circ}\text{N}$ ,  $138.9^{\circ}\text{E}$ , 深さ約280kmに起つたもので、関東地方の一部で有感、震度 I, 最大有感距離は宇宮管内須賀川

まで 400 km.

### 11月21日 金華山東方沖の地震

11月21日16時32分30秒ころ, 38.3°N, 142.1°E, 深さ約70 km に起つたもので, 東北地方全般と関東地方の一部および浦河で有感, 最大震度IV, 最大有感距離は浦河まで430 km, 規模M(C).

## 総 会 記 事

昭和31年度秋季総会は11月15日 Symposium に引き続き京都大学湯川記念館に於て行われた。出席者は81名(委任状7を含む)で総会成立(定員79名)。議長に金子徹一氏が推され会員の拍手により承認された。

### 報告事項

庶務報告(浅田幹事)

別記

会計報告(宇佐美幹事)

別記

編輯報告(安芸幹事)

雑誌「地震」の発行状況は現在9巻2号を配布中であり, 3号, 4号は今年度内に出版する予定である。

Journ. Phys. Earth について(坪井会員)

Journ. は測地, 火山両学会より連名出版として欲しい旨の申し入れがあつたので地震学会の承認を得て現在三学会連名で発行している。又外国にもかなりよく売れ広告収入もあるので近く pagechange を引下げるか又は無くすようにしたいと思つている。更に継続して購読を希望する人の為に登録制にしてその人々には自動的に毎回配布するようにしたい。勿論登録しない人でも一冊づつ分売する事には変りない。

学術会選挙について(宮村会員)

地球物理関係の選挙管理は宮村, 竹内(能)がやっているので報告する。第4期選挙については候補者速報を有権者に配布してある筈である。又有権者の資格認定は宮村, 竹内が行つたが地球物理では申し出た人854名中759名が有権者と認定された。(不合格者は95名)認定基準は然るべき雑誌学会に論文を発表している人は大體認定した。不合格になつた人は記載不十分の

人が多い。又異議申立により改めて認定した人もある。(記載不十分の人の中でも著名の人で全く問題ない人が2人あつたのでこれは認定した。)又雑誌で問題になつたものとしては地方測候所で申し出ているガリ判刷のものは不認定とし管区気象台機関紙以上のものは合格とした。

近い内に投票用紙を送附する予定である。

地物学会連合(広野幹事)

8月18日文部省より連合宛学術用語選定委員会を連合でままとめてほしい旨申し入れがあつた。今年は気象, 来々海洋, 地震来々年の予定である。地震学会では委員会に於て河角会員を推せんした。又準備期間が2年あるのでその間浅田, 広野, 宇津, 早川, 金井, 竹内, 吉山の各会員に河角を加えて準備委員会を作り, 各委員が用語の収集, 逐語審議を行つてはどうかという事になつた。尚ほ費用としては来々年には一語30円位は支出される見込みである。又学会連合の当番学会は今年5月迄地震学会がやつて

### 議 題

学術用語選定準備委員の件

前記の広野幹事の説明にある委員会推せん者を準備委員とする件を諮り全員一致賛成

講演会等の方式変更に関する件

浅田幹事より提案理由説明: 坪井会員より「講演を今迄のようなやり方にせず地物学会連合の各学会が同時に同場所でやつた方がよい, 又時期は7月頃の夏休中がよい」との提案があり委員会としてもなるべく努力するとう事になつた。又来春の学会に於ける Symposium について坪井会員より地震分科主任宛「来年 Toronto で行われる I.U.G.G. 総会の Symposium と同じ題目でやつては如何」という申し入れがあつた旨地震分科より通達があつた。この件についても審議されたい。坪井会員より提案理由の補足として「春秋2回各1週間づつ学会の為にとられるのは講議等の公務に差支えなはしないか, 又4~5月頃は予算の関係上出張旅費が不自由である。夏休みには全学会合同でやり秋には各学会独立にやつて両者の性格を幾分かえてもよいと思う」旨の発言があつた。

この件について種々議論がかわされたがその主なもの



のは次の通りである。

和 達: 趣旨は賛成であるが相手のある事で他学会がやらなければ致し方がない。来年は測地, 火山, 地震の三つが一諸にやるよう努力してみても如何, 全部一諸は困難と思う。

慶 松: 7月にやつて又 11月では発表する人が大変だ。

坪 井: 二回の学会の性格を少し異つたものにすればよい。

議 長: 委員会での検討が不十分である。次の総会に廻してはどうか。

田 治 米: 次の総会では遅いだろう。この案を検討する主体をきめて委せてはどうか。

和 達: 今年は他学会はすんでしまつているから手遅れである。出来る学会だけで努力してみても如何。

浅 田: 次の総会をそのような形に変える事は事務上むづかしい。学会連合で努力してほしい。

宮 村: 委員会に検討をまかしても委員外の人々の意見を聞いておいた方がよい

和 達: 来年はあきらめて今迄通り東京でやり又考えてはどうか。

宮 村: 来年春の学会を多少変更させるよう幹事会で案をねつてほしい。

金 井: 総会の議題を委員会代行, 郵便投票とゆうのはよくない。

議長より学会のやり方に関し検討をすべきか否かの採決をはかり賛成多数で検討する事となつた。又慶松会員より「総会の運営上議案を提出する時には委員会で充分練つた上で討議しやすい形で提出すべきである。それが委員会の任務である」旨の発言があり議長から次の総会迄にちやんとした形で提案出来る要望があつた。

地震工学会懇談会会員推せん件

浅田幹事より提案理由説明: 学術会議部より地震工学会懇談会設置に関し委員4名を推せんされたい旨の通知があつた。分科会員に準すべき性質のものであるから本来なら全会員の選挙によつてきめべきであるが, 期日の関係で委員会で投票により佐々, 河角, 和達, 金井(次点高橋)の4名が当

せんしたので以上の人選を承認されたい。又委員会では坪井委員より地震学会の如き新しい学会を作るような事はやめてほしい旨の意見が附された。以上の人選について採決の結果異議なく承認された。

尚ほ山口(林)会員より渡米中の佐藤(泰)会員よりの手紙が披露された。以上 (田・鈴木)

## 学 会 記 事

### ○地震学会幹事会

1956年10月2日 於東大地球物理学教室

出席者 安芸, 浅田, 宇佐美, 佐藤(良), 竹内, 広野, 秋季学会プログラム編成

### ○地震学会委員会

1956年10月3日 14h00m~16h30m 於地震研究所会議室

出席者 本多委員長, 安芸, 浅田, 井上, 宇佐美, 笠原, 高橋, 竹内, 田, 萩原, 広野, 松沢, 宮村西村, (内田)

議題 1. 学術用語制定の件。学術奨励審議会の運営についての説明(定義)....採録, 選定, 調整, 審査の順に各1年づつかける; 組織分科会長 1, 副会長4名; 部会....専門部会, 調整部会, 審査部会; 専門部会....専門委員, 主要委員) 主査委員として各学会より 1~2 名を学会連合に用語制定委員として推薦する。文部省はこれを正式な委員として認める。(以上広野幹事報告)

本学会は用語制定の協力に賛成,

①主査委員選出にあたり実行に移っている学会の作業内容, 本会の方針等を立て, 学会(11月14日)の際に具体的手順を明らかにするための世話役を決める。河角委員, 広野委員に依頼。

②主査委員選定(1名) 研究の色彩を持つ仕事であるから現委員とは関係なく数年間継続出来る人を選ぶ。

③用語集録は学会が終つた頃より始める。

### 2. 学士院会員の欠員補充候補者の推薦の件。

各委員に推薦をもとめたところ回答 13 (松沢, 坪井, 河角各委員が推薦されている。)得票の過半数に満ちた人が居ないため本会よりの推薦は止めた。

3. 学術会議会員候補者の件。①10月1日付各委員に左記の件に関し問い合せたところ、委員よりの推薦はなかつた。②和達氏を本学会として推薦する事を承認。

前記2,3の問題に関連し1954年秋季学会で「出来るだけ総会を開いて議題審議の上決定する。時間的余裕のない場合は委員会での処理を認める。」との事。今後学士院等の会員候補を推薦する等の場合総会、委員会を問わず第1次で過半数を得た人を補推薦者とし、第2次以降はその被推薦者名を連記してさらに投票を求める選挙法を行うことにした。

研究白書の件。学術会議より地物連合を通じて未提出の学会へ催促があつた。

- ①本会へは表だつた依頼は受けていない。(用紙の配布等)。  
 ②その項目の殆どが学会としてより機関で審議、回答すべきものである。  
 ③各人の主観的相異があるので学会としてまとめるほどの必要性を感じない。  
 等により止める。

5. トロント会議でのシンポジウムの件。

- ①昨年和達氏が代表として派遣されているため地震関係は望めないだろうが、今後はなるべく多くが参加出来るようしかるべき所(機関)に申し入れを行つてもよいと思うという意見もあり。  
 ②来春の地震学会 Symposium に発信機構の総合報告を行つてはとの意見があつた。  
 ③トロント会議に佐藤氏(U.S.A.)島津氏(CANADA)が出席出来るよう地震分科主任へ申し入れる事にする。(旅費等の配慮依頼)  
 ④坪井氏が総合報告をまとめたいたの事なのでこれに類するものを持つている人は申し出られるよう会員に連絡する。

6. 総会議題として下記の如く定つた。

- 1) 各係報告
- 2) 学術会議選挙管理委員会報告。
- 3) 学士院及学術会議会員候補推薦の件。
- 4) トロント会議でのシンポジウムの件。
- 5) 次の学会開催地及シンポジウムの件。
- 6) その他。

## ○地震学会懇談会について

下記の如く申し入れがあつた。

地震学会委員長殿

発表第834号

昭和31年10月30日

日本学術会議第5部長

大山松次郎

「地震工学懇談会」の委員推薦について(依頼)

本年6月米国パークレー市に於いて開催された万国地震工学会議はこの方面の研究における国際協力を一歩進めたものでありまして、本邦からも多数の出席者があり、主催者米国と共に会議の主幹となつて活躍したことは御同慶のいたりであります。

さて御承知のとおり、この会議で第2回をわが国で開催するよう各国から希望が出ております。

10月26日開催の第5部会においてこの件について審議の結果、これらの各国との連絡を図り、また次回会議をわが国で開催することの可能性、および開催する場合の具体的方針等の検討を行うと共に、あわせて国内における研究の促進と連絡を図るため、とりあえず第5部内に「地震工学懇談会」を設けることにいたしました。とりあえずと申しますのは発足が急がれていることと、本会議にこの種の機関を研究連絡委員会、特別委員会あるいは準備委員会等の形で設ける事は時日を要するためでありまして、将来の本会議との関係の緊密化についてもこの懇談会で検討していただきたいと考えてあります。

つきましては、貴会より然るべき委員4名を現住所職名御記入の上、月11日15までに御推薦いただきたくお願い申し上げます。

なお、第5部からは第3期中は、坂、中原、両会員が連絡のため参加することになつております。また懇談会開催に伴う旅費は、支出できませんから、この点予め御承願います。

第1回懇談会の開催は11月下旬を予定いたしております

本信送付先 土木学会長、日本建築学会長、  
地震学会委員長、(順序不同)

## ○地震学会委員会

1956年11月14日 12h00~13h00. 於京大湯川  
記念館会議室

出席者 本多委員長、安芸、浅田、井上、宇佐美、  
表、笠原、金子、河角、佐々間、佐々、末広、鈴

木, 高橋, 竹内, 田治米, 坪井, 田, 西村, 萩原, 広野, 宮村, 吉川, 和達.

議題 1. 報告 ○浅田委員より庶務報告 ○広野委員より用語委員会の件について報告. 用語の判定は, 河角委員を主査として, 次の人々にそれぞれの分野を分担して貰うことになった.

地震計	浅田	野外, 統計	} 宇津, 吉山
波動	広野	歴史, 津波	
物探	早川	地震工学	
地球内部	竹内	金井	

2. 坪井委員より上記用語委員会についてつくられたものが, 決定版になるのでは困ると云う発言があり, これに対し河角主査から, 用語委員会でつくられるものは, あくまでも原案であつてガリ版刷りなどにより, 各方面に配つて意見をきくつもりであるという回答があり了承された.

3. 来年の講演会の議題となり. これについて坪井委員から来春の講演会はとりやめにして7月半ば過ぎに地球物理学連合の各学会が同時に同じ建物で講演会を開くようにしたいと云う改革案が提出された. これについて速急には無理だという意見, 7月は具合が悪いという意見など出たが, 連合に対しそういう努力を願ひ, 万が一まく行かねば例年通りするということに落ち着いた. また, 講演会のやり方については幹部会で検討することになった.

4. トロントのシンポジウム. 次の地震学会のシンポジウムはトロントで行はれるものに関連したものであつて欲しいとの要望があり幹事会で具体案を作ることになった.

5. 地震工学懇談会委員の推せん. 地震学会に対し, 地震工学懇談会から4名委員の推薦を依頼して来ている. これについて坪井委員から懇談会が出来れば又, それが学会に発展しかねない. それでは地震学会がやせてしまう. 委員4人の方は,

そういうことには反対だという意見を持つていて欲しい. との発言があり, 委員会はこれに賛成した. 和達委員よりこの懇談会は研究連絡委員会になることが望みであつて, 学会を作ることではないと思う. との発言があつた. 委員推せんの方法として研連委と同じ方法ですべきであるが, 日時も切迫しているので, 委員の投票で決定し, 総会の承認をうる事になった.

投票結果は次の通り.

佐々	22 票
河角	18
和達	13
金井	13
次点 高橋	11

上記4名の方を委員として推薦する事になった.

## 地球物理学連合会記事

1. 昨年11月9日, 日本学術会議研究費委員会委員長小池敬事氏より学会連合会あてに昭和32年度文部省科学研究費等分科審議会委員の推薦方依頼があつた. 地球物理学関係の委員は定員2名任期2年で, 日高孝次委員は明年度も継続し, 佐々憲三委員が満期となつた. 推薦依頼数は3名である. 各学会より推薦された6名の候補者につき再度各学会単位, 3名連記の選挙を行つた結果, 松沢武雄(地震)加藤愛雄(電磁), 山本義一(気象)が当選し推薦された.

2. 前号に報告した学術用語分科審議会気象用語専門部会委員候補については, 気象学会より15名及び他学会より宇田(海洋), 河角(地震), 田村(電磁, 横山(火山), 伊藤(彗)(雪氷)の6名, 計21名が決定し学会連合より昨年来文部省に通知された.

(1.19.H)



## 地震学会秋季大会プログラム

日時 昭和31年11月13日, 14日, 15日

場所 京 都 大 学 湯 川 記 念 館

## 13 日 09.00—12.00

- 1 岩石の密度分布について (10 分)  
東大理 恒川 純吉
- 2 “あめ動型地すべり” 地粘土の強度回復の  
現象 (15 分) 京大防災研 山口 真一
- 3 岩石の破壊 (3) クリープ (10 分)  
京大防災研 松島 昭吾
- 4 クラックの伝播速度について (15 分)  
京大理 島 通 保
- 5 融解点近傍の弾性 (III) (12 分)  
九大理 下鶴 大輔
- 6 定常非可逆過程としてのマグマの局地的  
集中現象 (20 分) 東大理 安芸 敬一
- 7 熱対流の研究 (10 分) 東大理 千秋 鋭夫
- 8 Wood-Anderson Seismograph による  
観測 (15 分) 気象庁地震観 末広 重二
- 9 Aug. 13th 1956 伊豆沖地震の松代にお  
ける余震観測 (15 分)  
気象庁地震観 末広 重二
- 10 高倍率 Tripatite 地震観測 序報 (15 分)  
気象庁地震観 末広重二, 東大理 浅田 敏

## 13 日 13.00—17.00

- 11 房総沖地震の研究 (10分) 気象庁 宇佐美龍夫
- 12 和歌山附近の局地々震における走時曲線  
の異常について (II) (10 分)  
京大理 三 雲 健
- 13 紀伊半島の地震活動 (15 分)  
東大震研 宮村 撰三
- 14 再び近地々震における  $V_p/V_s$  比に就い  
て (15 分) 東大震研 吉山 良一
- 15 余震回数の減衰曲線について (10 分)  
気象庁 井上 宇胤
- 16 余震のエネルギーと数について (15 分)  
気象庁 宇津 徳治
- 17 無感地震を考慮に入れた場合の余震面積  
について (15 分)  
岐阜大農 村松郁栄, 武田 享
- 18 超高感度地震計による近地地震の観測 (II)

(15 分)

東大理 浅田敏, 気象庁地震観 末広重二

東大理 赤松敬, 栗本広, 寺島敦

- 19 石本一飯田の式に於ける  $m$  の数値につい  
て (10 分) 東大理地震観 鈴木 次郎
- 20 地震のマグニチュード ( $M$ ), エネルギー ( $E$ ),  
体積 ( $V$ ), 余震域の面積 ( $A$ ), 地殻の強  
さ (15 分) 東大理 坪井 忠二
- 21 日本に於ける地震の起こり方 (15 分)  
東大理 坪井 忠二
- 22 本邦附近の起震歪力について 第2報  
(10 分)  
東大理 本多弘吉, 正務章, 江村欣也
- 23 デカトロンを用いた水晶時計 (10 分)  
気象庁地震観 末広重二, 山岸要吉
- 24 直結式電磁記録器の倍率を求めるための  
図表とこれの使い方 (10 分)  
北大理 田治米鏡二

## 14 日 09.00—12.00

- 25 地球内部と隕石との比較について (Part II)  
(10 分) 京大理 西武 照雄
- 26 Olivine-model としての B-layer (15 分)  
名大理 和田 卓彦
- 27 地磁気ダイナモの time characteristics  
(15 分) 東大理 竹内均, 加藤昭七郎
- 28 地中にある線状源によりおこる弾性波 (II)  
(15 分)  
中大工 小林直太, 東大理 竹内 均
- 29 不均質の境界面に於ける反射 (SH 波)  
(15 分) 東大理 佐藤 良輔
- 30 粒状障害群による弾性波の減衰について  
(10 分) 気象庁研修所 山川宜男
- 31 Elastico-viscous な媒質内のレーリー波  
(10 分) 東大理 中村 公平
- 32 二次元弾性波動の生成について (10 分)  
東大理 本多弘吉, 江村欣也

万国地震工学会議について 東大震研 河 角 広

## 14 日 13.00—17.00

津波に関するシンポジウム (13.00—15.00)

津波研究に於ける諸問題 東大震研 高橋龍太郎  
津波の発生と海震について

東北大理 中村 公平



## 津波のエネルギーに関して

東京水産大 三 好 寿

## 総 会 (15.20-17.00)

15 日 09.00-12.00

## 33 銚子爆破について (15 分)

爆破地震動研究グループ

## 34 火薬爆発による地震動の発生 (15 分)

東大震研 笠原 慶一

## 35 地中に於ける爆破振動の観測 (続) (15 分)

京大理 久保寺 章

## 36 波群の周期と薬量との関係 (15 分)

北大理 田治米鏡二

## 37 砂層の中を伝わる波の型について (15 分)

東大震研 表俊一郎, 小牧昭三, 小林直吉

38 下層が含水層である場合の Rayleigh 波  
の分散について (15 分)

東北大理 島 坦

## 39 超音波に依る弾性波伝播の模型実験 (第 3 報)

(15 分) 東北大理 加藤愛雄, 高木章雄

## 40 微動について (II) (10 分) 東大理 赤松 敬

## 41 常時微動の性質について (15 分)

東大震研 金井 清, 田中貞二

## 42 汽車の通過による土地の振動 (続) (10 分)

山形大 志田 勇, 黒柳 準

## 43 山形県酒田市における土地の脈動 (10 分)

東大震研 岸上冬彦, 高橋 弘

山形大 志田 勇

15 日 13.00-17.00

## 44 震度分布から見た地盤による加速度の増

巾度 (10 分) 気象庁 広野 卓蔵

## 45 地盤の振動特性について (20 分)

東大震研 金井 清

## 46 長大土木構造物の耐震性について (15 分)

神戸大工 畑中 元弘

## 47 重力ダムの振動実験 (10 分)

電力中央研 畑野 正, 高橋 忠,

東大理 田 望

## 48 建物振動の減衰とその耐震学的意義 (15 分)

東大震研 河 角 広

## 49 水爆による気圧の異常振動について (15 分)

気象庁 藤本文彦, 伊藤昭三

## 50 火山活動のエネルギーについて (15 分)

東大震研 横 山 泉

## 51 甘肅省の歴史的地震 (20 分)

金沢大法文 慶松 光雄

## 52 地殻変動変動の遠隔観測について (15 分)

京大防災研 高田 理夫

## 53 平均潮位差による地殻変動の研究 (20 分)

京大理 津村建四郎

## 54 近畿 3 点における地殻の潮汐歪の観測

(25 分) 京大理 小沢 泉夫

## 55 地震の潮汐歪のもつ成分の観測 (10 分)

京大理 小沢 泉夫

56 測地学的及び地震学的に別々にきめられ  
たシアルの厚さの不一致について  
(20 分)

京大地鉦 熊谷 直一

地震学会賛助会員（順不同）昭和29年3月1日現在

三井不動産株式会社  
鹿島建設株式会社  
大成建設株式会社  
清水建設株式会社  
竹中工務店  
大林組  
織本建築設計計算事務所  
茂木建築設計計算事務所  
三菱地所株式会社  
保坂振動計器製作所  
電力中央研究所  
明石製作所  
朝日生命保険相互会社  
生命保険協会  
日本損害保険協会  
勝島計機製作所

東京都中央区日本橋室町2の1  
東京都中央区槇町2の3  
東京都中央区銀座3の4  
東京都中央区室町2の1  
（東京支店）千代田区大手町1の6  
（東京支店）千代田区丸ノ内1の2  
東京都中央区日本橋蛸殻町3の2  
東京都文京区大塚町33  
東京都千代田区丸ノ内2丁目2の211  
東京都文京区小石川柳町22  
東京都北多摩郡狹江町岩戸1229  
東京都品川区東品川5の1  
東京都千代田区丸ノ内1の1  
東京都千代田区丸ノ内3の4  
東京都千代田区神田淡路町2の9  
東京都荒川区日暮里町2の17

## 「地震」投稿規定

1. 論説の投稿は、原則として、地震学会で講演済みのものに限る。
2. 論説の長さは、当分の間、なるべく刷上り10頁（400字詰原稿用紙20枚位）以内とする。
3. 原稿は400字詰原稿用紙に横書に認め、仮名は平仮名、なるべく新仮名づかいを用い、外国語は片仮名又は原語を用いること。
4. 原稿用紙各頁に字数を赤字で明記すること。
5. 論説原稿には必ず欧文題目と欧文要旨をつけること。
6. 句読点、. 等を明瞭に記入すること。
7. 地名、人名の読みにくいものには振仮名をつけること。
8. 数字は漢字を用いず、アラビア数字を用いること。
9. 数式、特に本文中の式は、なるべく1行以上を占領せざる形（例えば、 $k/\mu$ ,  $\sin \{(s\pi x/l) - (s\pi ct/l)\}$  の如く）に書くこと。
10. 挿図は黒インキにて明瞭に書き、刷上り寸法又は縮率を必ず記入すること。刷上り寸法横12cm 縦18cm 以上にならないように注意すること。図の中の文字は刷上り1mm 以下にならぬよう特に注意すること。原稿に赤字で図の挿入場所を指定すること。
11. 挿図、表等の説明には欧文を用いること。
12. 引用文献は最後に本文中の引用箇所の番号を附して記載すること。
13. 註は脚註とし、引用箇所の番号（註1の如く）附して別紙にしたためること。
14. 特殊な図版は（折込、色刷、アート等、用紙を含み）当分の間著者が費用を負担すること。
15. 別刷は100部を贈呈し、それ以上は著者の負担とする。
16. 初校以後の校正は、編輯係に一任のこと。
17. 寄書は刷上り2頁未満（400字詰原稿用紙約5枚）とし、欧文題目をつけること。寄書の図面は、刷上り横6cm、又は12cm にするように書くこと。

昭和32年2月20日印刷  
昭和32年2月25日発行

第2輯 第9巻 第3号

編輯発行  
兼印刷者

東京大学理学部地球物理学教室内

地 震 学 会

代表者 本 多 弘 吉

東京都千代田区富士見町1の10

印刷所

株式会社 国際文献印刷社

笠 井 康 頼

発行所 東京大学理学部  
地球物理学教室内

地 震 学 会

（振替東京11918番）



# ZISIN

## JOURNAL OF THE SEISMOLOGICAL SOCIETY OF JAPAN

---

Vol. 9, No. 3

SECOND SERIES

February 1957

---

### ARTICLES

- On Some Properties of the Earth's Mantle Part 2 On dunite  
mantle ..... Teruo NISHITAKE..125
- On Some Properties of the Earth's Mantle Part 3 Polymorphic  
Transition of Crystal Lattices and Radioactivity of the Earth's  
Mantle ..... Teruo NISHITAKE..134
- The Dynamo Theory of the Earth's Main Magnetic Field .....  
..... Hitoshi TAKEUCHI and Shoshichiro KATO..140
- The Chungwei-hsien Great Earthquake, 1709 ..... Mitsuo KEIMATSU..151
- Vibration of Buildings on the Ground.... Yasuo SATÔ and Rinzo YAMAGUCHI..156
- A Consideration about the Mechanism of the Occurrence of Severe  
Earthquakes..... Saburô KÔMURA..174
- SEISMOLOGICAL NOTES .....182

---

Published  
by  
the Seismological Society of Japan,  
c/o Geophysical Institute, Faculty of Science, Tokyo University.  
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan.